

ГУСТАВ РИВО

ОПТИЧЕСКАЯ ПИРОМЕТРИЯ

ГТТИ—1936

Депозитарий

ГУСТАВ РИБО

1364

Пров. 1965

ОПТИЧЕСКАЯ ПИРОМЕТРИЯ

Над. Гринз БУ

Перевод с французского
Г. и Ф. ЛАНДОБЕРГ

71409382

8320

Пер. 1965

ГОСУДАРСТВЕННОЕ
ТЕХНИКО-ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
МОСКВА 1934 ЛЕНИНГРАД

РЕСПУБЛИКАНСКАЯ
НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКАЯ
БИБЛИОТЕКА

TRAITÉ DE PYROMÉTRIE OPTIQUE

PAR

GUSTAVE RIBAUD

Prof. à la faculté des sciences de Strasbourg

préface de M. CHARLES FABRY

ÉDITIONS DE LA REVUE D'OPTIQUE THÉORIQUE ET INSTRUMENTALE

Редакционную работу по этой книге провел Ф. Ф. Волькенштейн.
Издание оформил А. П. Архангельский. Корректуру держала Л. П. Слюшниковна.
Наблюдал за выпуском Молоц А. Н.
Рукопись слана в производство 10/V 1932 г., листы подписаны и печатны 20/VII 1933 г., книга вышла в свет
в феврале 1934 г., в количестве 3000 экз., на бумаге формата 62×94¹/₂, печатных знаков в листе 50 000.
Листов 28,5. Заказ № 5877. ГТТИ № 435. Удостоверительный Гизавит № 69379.

1-я Журнальная типография ОНТИ. НКТП СССР Москва, Демисовский, 30.

ПРЕДИСЛОВИЕ.

Большое число производственных операций и лабораторных исследований требует применения высоких температур; отсюда прогресс техники, все более и более усложняющейся и разнообразной, служащей для получения и применения высоких температур, причем каждый шаг этого прогресса открывает новые возможности в какой-нибудь ветви индустрии. Можно составить себе представление о темпе достигнутых успехов, если вспомнить, что столетие с небольшим назад единственным известным средством для получения высоких температур было сжигание в атмосферном воздухе угля и небольшого числа горючих жидкостей; в эту эпоху Тенару удалось в первый раз расплавить кусочек платины, направляя струю кислорода, собранного в упругом мешке, на кусок горящего угля. Ныне же применение пламени, питаемого кислородом, электрическое нагревание при помощи токов, циркулирующих по сопротивлениям, или при помощи индукционных токов высокой и низкой частоты, дают технику огромное разнообразие средств для получения высоких температур. Параллельно сделала громадный прогресс и техника огнеупорных материалов, ибо каждый новый шаг по пути высоких температур сопровождается требованиями к повышению огнестойкости материалов. Не без труда методы измерения температур следовали за этим прогрессом. Обычные термометры, предназначенные для измерения средних температур, достигли уже удовлетворительной точности, в то время как измерение высоких температур было еще невозможно или очень недостоверно. На этом пути к высоким температурам долгое время зияла обширная расселина между пределом достигнутых температур и пределом температур измеренных.

Трудности в измерениях объясняются легко. Измерение температур производилось только через посредство какого-нибудь тела, изменение свойств которого измерялось. Но по мере того, как поднимались по лестнице температур, выбор пригодных тел становился все более и более ограниченным, а в конце концов, даже совсем невозможным. Так, например, газовый термометр, теоретически наиболее простой и применимый к неограниченно возрастающим температурам, становится на практике неприменимым при очень высоких температурах вследствие невозможности найти резервуар для газа, который не деформировался бы и оставался бы абсолютно непроницаемым.

Проблема измерения очень высоких температур была решена в действительности только тогда, когда удалось обойтись без всякого материального термометра, доведенного до температуры, которую желают измерить. Это оказалось возможным, когда в основу метода измерений было положено рассмотрение излучения, испускаемого телом, температура которого ищется. Таким образом оказалась устраненной всякая материальная (в узком смысле слова) связь между тем, что наме-

яется, и инструментом, служащим для измерения; вместе с тем исчезли все трудности в конструкции термометра, который, так сказать, перестал существовать.

Именем оптической пирометрии можно назвать совокупность методов измерения температур, пользующихся свойствами излучения. Слово оптический понимается в общем смысле, включая в себя все, относящееся к излучению, видимому или невидимому. Эта оптическая пирометрия могла принять окончательную форму только после открытия законов излучения, последовавшего сравнительно не очень давно.

Но в примитивной форме оптическая пирометрия существует с гораздо более давнего времени. Ее применяли химики прошлых веков, когда они обозначали температуру названиями цветов (вишнево-красный, раскаленный добела и т. д.), относящихся к излучению, испускаемому печью.

Именно эту науку измерения температур при помощи излучения излагает Рибо в настоящей книге, которая является плодом длительной личной практики и содержит очень полный фактический материал. В ней найдут описание всех интересных приборов, как тех, в которых приемной частью служит человеческий глаз, так и тех, которые измеряют суммарное излучение посредством термометрических приемников. Больше того, в ней найдется ясное и хорошо согласованное изложение методов пирометрии при посредстве излучения. Это изложение методов привело, естественно, Рибо к изучению излучательных особенностей различных твердых тел и к обсуждению различных обозначений и терминов, с которыми связано это изучение.

Лица, интересующиеся конструкцией ламп накаливания или вообще развитием техники осветительных приборов, найдут по этим вопросам главы большого интереса.

Таким образом книга Рибо значительно выходит за пределы узкой пирометрии. Без нее не смогут обойтись те, кто имеет дело с измерением температур, в ней с пользой для себя будут обращаться все интересующиеся производством света при помощи накаливаемых тел, все с интересом прочтут все физики.

III. Фабри.

ОГЛАВЛЕНИЕ.

	<i>Стр.</i>
Предисловие	3
Введение	5

Глава I. Пирометрия высоких температур.

1. Постоянные точки	19
2. Термометрические шкалы	—
3. Газовый термометр	20
4. Термоэлектрическая пара. Ее применение, как инструмента, допускающего экстраполяцию к высоким температурам	22
5. Термометр с платиновым сопротивлением	26
6. Экстраполяция к высоким температурам посредством законов излучения черного тела	—
7. Практическая шкала температур. Интерполиционные инструменты и области их применения. Международная температурная шкала	29

Глава II. Определения и обозначения, относящиеся к различным величинам, встречающимся в вопросах излучения.

8. Энергетические величины	31
9. Закон Ламберта	34
10. Визуальные измерения. Фотометрические величины	35
11. Кривые спектрального распределения энергии или света, испускаемого источником	38
12. Спектрорадиометрические измерения	39
13. Спектральное распределение видимого света, испускаемого каким-либо источником. Кривые видимости	40
14. Отношение между энергетическими и световыми единицами. Факторы видимости глаза	41
15. Измерения факторов видимости	42

Пирометрические проблемы, которые предполагают знание кривой видимости.

16. Переход от энергетической спектральной кривой к световой энергетической кривой (кривой видимости)	44
17. Световая эффективность излучения источника (экономичность)	45
18. Вычисление коэффициента суммарной пропускемости окрашенного фильтра	46

Глава III. Оптические свойства тел. Черное тело. Закон Кирхгофа.

19. Оптические свойства тел (отражение, поглощение, пропускание)	48
20. Стеклозное отражение	49
21. Металлическое отражение	50
22. Диффузное отражение непрозрачными телами	51
23. Абсорбция в данной среде. Коэффициент пропускемости. Плотность	52
24. Коэффициент пропускемости пластины с параллельными гранями	54
25. Кривые спектральной пропускемости абсорбирующей среды. Суммарный коэффициент пропускемости для сложного света	55
26. Коэффициент пропускемости «нейтрального» абсорбирующего стекла (в комбинации с плотным фильтром)	—
27. Черное тело	56

Соотношение между оптическими свойствами тел и их излучением.

28. Закон Кирхгофа	53

Глава IV. Законы излучения черного тела.

29. Закон Стефана	64
30. Закон смещения Вина	65
31. Спектральное распределение энергии, излучаемой черным телом	66
32. Формула Вина	—
33. Формула Планка	67

Соотношения, выводимые из формулы Планка.
Соотношения между постоянными излучения.

34. Закон смещения как следствие формулы Планка	69
35. Закон Стефана-Больцмана как следствие формулы Планка. Значение σ в функции C_1 и C_2	—
36. Упрощенная формула Планка. Вычисление спектральной светимости черного тела	70
37. Сравнение формул Планка и Вина. Пределы применимости спектральной формулы Вина	72
38. Изохроматические кривые черного тела	73
39. Изменение спектральной яркости черного тела в функции температуры. Ошибки в определении температуры, возникающие вследствие неточности визуальных пирометрических измерений	74
40. Кривое спектрального распределения энергетической светимости (r), испускаемой черным телом в видимом спектре	75
41. Кривые относительной спектральной видимости черного тела при различных температурах. Центры тяжести кривых видимости	76
42. Яркость черного тела	73

Глава V. Экспериментальное подтверждение законов излучения черного тела.

Измерение постоянной C_2 . Экстраполяция к высоким температурам при помощи закона Стефана.

43. Экспериментальное подтверждение законов излучения черного тела	79
44. Результаты измерений постоянной C_2 , выполняемых спектроболометрическим методом в инфракрасной области (Шатен, Ляммер и Прингогейм, Варбург, Кобленц)	80
45. Проверка закона Стефана-Больцмана. Экстраполяция к высоким температурам посредством этого закона	85
46. Приемники, приспособленные к изучению суммарного излучения	—
47. Расположение экранов и диафрагм постоянной температуры, применяемых при измерениях суммарного излучения	87
48. Источники ошибок при относительных измерениях суммарного излучения	89
49. Описание аппаратов, служащих для проверки закона Стефана-Больцмана или для экстраполяции к высоким температурам при помощи этого закона	91
50. Непосредственные подтверждения закона Стефана-Больцмана	94
51. Измерения постоянной излучения C_2 , выполненные в видимом спектре с помощью оптического монохроматического пирометра	—

Глава VI. Лучеиспускающая монохроматическая способность нечерных тел.

52. Испускание нечерных тел	97
53. Испускающая монохроматическая способность тела	99
54. Полная энергетическая испускающая способность	100
55. Световая или визуальная испускающая способность	101
56. Монохроматический пирометр—инструмент для измерения спектральной яркости	—

Стр.

57. Кажущаяся яркостная температура тела. Отношение к истинной температуре	102
58. Действия поглощающей пластинки или отражающего тела, помещенного между источником и оптическим пирометром	—
59. Измерение монохроматической испускательной способности тела	103
60. Метод отражений	104
61. Метод, основанный на прямом измерении спектральной яркости при помощи спектроболометра	105
62. Метод, основанный на измерении яркостной температуры тела посредством оптического пирометра	—
63. Метод сравнения или контакта	—
64. Обсуждение точности в измерениях монохроматической испускательной способности	106
65. Результаты измерений испускательных монохроматических способностей металлов в инфракрасной области	110

Испускательные монохроматические способности металлов в видимом свете.

66. Вольфрам	112
67. Молибден	113
68. Таитал	114
69. Платина	116
70. Другие металлы	118
71. Результаты измерений монохроматических испускательных способностей металлов в видимом спектре	—
72. Испускательная способность угля	119
73. Монохроматические испускательные способности окислов металлов	—
74. Измерение испускательной способности твердых тел в зависимости от угла испускания. Отступление от закона Ламберта	121
75. Поляризация света, испускаемого твердым раскаленным телом	123
76. Вычисление истинной температуры металла на основании величины S_λ и λ	124
77. Сырые тела. Тела с селективным излучением. Изменение S_λ с λ	125

Глава VII. Цветная температура.

78. Определение цветной температуры источника	126
79. Второе определение цветной температуры	128
80. Третье определение цветной температуры	—
81. Определение кривой распределения энергии в спектре источника. Употребление спектро радиометра, спектрофотометра и оптического пирометра. Интерпретация измерений для определения цветной температуры	—
82. Применение спектрофотометра	129
83. Применение оптического монохроматического пирометра или спектропирометра	130
84. Интерпретация измерений, выполняемых при помощи спектроболометра или спектрофотометра	—
85. Определение цветной температуры «методом идентификации цвета»	133
86. Получаемая точность	134
87. Измерение цветной температуры источника методом «красно-синего» отношения	136
88. Измерения цветной температуры при помощи монохроматического оптического пирометра. Отношение между цветной температурой источника и яркостными температурами для двух длин волн	138
89. Сравнение результатов, даваемых различными методами измерения цветной температуры	139
90. Расхождение между кривыми спектрального распределения черного тела и нечерного тела	—
91. Исторический очерк	141
92. Вычисление цветной температуры тела по его истинной температуре и значениям монохроматических испускательных способностей	142

93. Определение температуры тела мотолом, именуемым «пересечение логарифмических изохроматов в видимом спектре» 143
94. Испускательная способность тела. Отношение между яркостными температурами источника в видимом спектре 145
95. Результаты измерений цветных температур 146

Глава VIII. Энергетическая светимость нечерных тел. Суммарная испускательная способность.

96. Суммарная энергетическая способность нечерного тела. Суммарная испускательная способность 147
97. Пирометр суммарной радиации. Температура излучения нечерного тела 148
98. Суммарная испускательная способность тела. Вычисление суммарной испускательной способности —
99. Формула Фута 148
100. Прямые измерения суммарной испускательной способности —
101. Сравнение результатов, получаемых двумя методами. Отступления от закона Ламберта 150
102. Формулы, связывающие энергетическую светимость (или энергетическую яркость) и истинную температуру нечерного тела 152

Результаты измерения суммарной испускательной способности.

103. Вольфрам, молибден, тантал 153
104. Платина 154
105. Расплавленные металлы. Уголь 155
106. Металлические окислы 156

Глава IX. Испускание света нечерными телами.

107. Суммарная световая яркость и светимость нечерных тел 157

Измерение световой яркости тела.

108. Вычисление яркости на основании экспериментальных данных, относящихся к испусканию тела 157
- 108 bis. Прямые измерения 158
109. Световая эффективность (отдачи) тела 160
110. Непосредственные измерения световой отдачи —
111. Результаты 161

Глава X. Оптический монохроматический пирометр как инструмент для экстраполяции к высоким температурам. Редуцирующие системы.

112. Общие замечания относительно применения фотометров и пирометров при измерении яркостей 163
113. Общий принцип экстраполяции к высоким температурам посредством оптического монохроматического пирометра 165
114. Значение плотности поглощающей системы, необходимое для того, чтобы перейти от одной температуры к другой, более высокой 166
115. Общая дискуссия ошибок при экстраполяции от T_0 к T —
116. Системы редукиции, годные при измерении отношения двух спектральных яркостей 168
117. Вращающийся спектр 169
118. Практическое осуществление 171
119. Измерение коэффициента пропускания 172
120. Преимущества и неудобства. Пределы применимости 173
121. Редуцирование при помощи диафрагм 174
122. Поляризационные аппараты 175
123. Подходящие зеркала 177
124. Наложение двух редуцирующих систем одна на другую 178

Глава XI. Спектропирометры.

✓ 125. Первый тип спектропирометрической установки	179
125. bis. Вариант первого типа — спектропирометрической установки	181
126. Второй тип спектропирометрической установки	—
127. Влияние ширины щели на величину применяемой спектральной области и на светосилу аппарата	183

Глава XII. Эффективные длины волн псевдомонохроматической системы.

128. Определение эффективной длины волны, которую следует принимать при экстраполяции между температурой T_0 и температурой T	187
129. Экстраполяция при помощи селективной редуцирующей системы	189
130. Экстраполяция посредством вращающегося сектора, соединенного с нейтральным стеклом	190
131. Экспериментальное определение эффективной длины волны окрашенного стекла	191
132. Прямое экспериментальное определение эффективной длины волны окрашенного стекла для экстраполяции между T и T_0	194
133. Упрощенный метод	195
134. Измерения эффективной длины волны прямым методом. Дискуссия	—
135. Предельная эффективная длина волны для данной температуры	201
136. Дискуссия	202
137. Изменения эффективной длины волны цветного стекла. Соотношение между λ_{T_0} , λ_T , λ_{T_0}	204
138. Влияние толщины цветного стекла	207
139. Влияние температуры цветного стекла на его эффективную длину волны	208
140. Сравнение эффективных длин волн двух различных фильтров	209

Проблемы, в которые входит эффективная длина волны цветного стекла.

✓ 141. Эффективная длина волны, входящая в формулу, связывающую яркостную температуру черного тела с его истинной температурой	212
142. Эффективная длина волны совокупности (цветное стекло — поглощающее стекло), применяемой при измерениях яркостных температур черного тела	215
143. Различие яркостных температур тела, определяемых при помощи двух пирометров, эффективные длины волн которых не совпадают	216
144. Изменение в температуре, указываемой пирометром, происходящее при изменении цветного стекла прибора	—
145. Эффективная длина волны спектропирометра	219

Глава XIII. Выбор цветных стекол, применяемых в оптической пирометрии. Красные стекла.

146. Кривые пропускания некоторых цветных стекол	221
147. Эффективные длины волн различных цветных стекол	223
148. Распознавание различия цветов посредством глаза	226
149. Выбор цветных стекол, применяемых в пирометрии	227
150. Точность в отчетах, получаемых одним и тем же наблюдателем с различными цветными стеклами	228
151. Преимущество красных стекол в пирометрических измерениях	229
152. Некоторые замечания по поводу красных стекол, применяемых в пирометрии	—

Глава XIV. «Нейтральные» абсорбирующие стекла в оптической пирометрии.

✓ 153. Кривые пропускания некоторых нейтральных стекол, применяемых в пирометрии	231
154. Суммарный коэффициент пропускания нейтрального стекла, соединенного с цветным стеклом. Изменения с температурой источника	233

155. Изменение коэффициента суммарной пропускемости нейтрального стекла в функции его толщины	235
156. Осуществление очень малых коэффициентов пропускемости посредством нейтральных стекол	236
157. Влияние температуры нейтральных стекол на их пропускемость	239

Глава XV. Осуществление черного тела в пирометрии.

Условия, которым должна удовлетворять
испускающая оболочка для того, чтобы из-
лучение ее было черным. Дискуссии.

158. А. Влияние отверстия, сделанного в стенке оболочки	239
159. В. Неравенства температур в различных точках стенки оболочки	241
160. Проводники и огнеупорные вещества, применяемые при постройке печей, предназначенных служить черным телом. Общее рассмотрение	244
161. Печи однородной температуры	245

Описание главных электрических печей, слу-
жащих для осуществления черного тела при
высокой температуре.

162. Печи с металлической трубой	247
163. Печи с трубой из угля	250
164. Печи с металлической обмоткой на огнеупорной трубе	253
165. Печи упрощенного типа для черного тела высокой температуры	256
166. Лейкоскоп	258

Глава XVI. Осуществление черного тела при точке плавления какого-либо металла. Пирометрические ре- перы (опарные пункты).

167. Метод плавления проволоки	259
168. Плавающая пара	260
169. Контрольная термодара	263
170. Термодара, однородность, защита	264
171. Метод били расклевываемого металла	267
172. Последовательность операций	269
173. Обсуждение метода	270
174. Метод плавления металлической трубки	273
175. Чистота применяемых металлов	276

Глава XVII. Описание и изучение различных типов оптических монохроматических пирометров.

176. Монохроматические пирометры (принцип и классификация)	279
177. Пирометр ле-Шателье	—
178. Пирометр Форн с поглощающим клином	283
179. Пирометр Ваннера	287
180. Экстраполяция посредством аппарата Ваннера	289
181. Градуировка пирометра	290
182. Постоянство и контроль аппарата	292
183. Разновидности пирометра Ваннера	294

Глава XVIII. Оптический пирометр с исчезающей нитью.

184. Принцип пирометра с исчезающей нитью	295
185. Дискуссия условий исчезновения нити	297
186. Характеристика оптических элементов точного пирометра с исчезающей нитью	300
187. Окулярная система	301
188. Местоположение вращающегося сектора	303

Эталонирование пирометра с исчезающей нитью.

189. Непосредственное эталонирование при помощи постоянных температурных точек. Экстраполяция к высоким температурам	305
190. Применение лампы с плоской нитью для экстраполяции	307
191. Косвенная градуировка пирометра с исчезающей нитью	308
192. Измеренная точка в эталонной лампе пирометра	310
193. Интерполяция градуировки пирометра	313
194. Присоединение нейтрального стекла к пирометру. Градуировка	315
195. Эталонные лампы для пирометров с исчезающей нитью. Выбор нити	317
196. Старение нити. Надежность	319
197. Различные методы пирометров с исчезающей нитью	321
198. Надежность и точность пирометра с исчезающей нитью. Предосторожности, необходимые при его применении	323
199. Поправка, вызываемая наличием стеклянной пластинки или призмы между источником и пирометром	324
200. Микропирометры	325
201. Оптический пирометр с исчезающей нитью и с поглощающим клином	327
202. Ошибки при измерении смещения клина. Применяемые плотности	330
203. Изучение поглощающего клина. Градуировка прибора	331
204. Экстраполяция к высоким температурам при помощи поглощающего клина	331
205. Расположение для питания стандартной лампы, позволяющее с большой точностью осуществить постоянную яркость	337
206. Упрощенное потенциометрическое расположение для питания нити с постоянной яркостью	338
207. Расположение питания лампы при постоянном сопротивлении	—
208. Индустриальная модель	343

Глава XIX. Эталонные пирометрические лампы с плоской нитью.

209. Преимущества плоских нитей по сравнению с цилиндрическими	341
210. Электрические свойства плоских нитей. Токи, необходимые для достижения данных температур	345
211. Однородность температуры вдоль плоской нити	347
212. Кривые, связывающие температуру нити и ток в ней	349
213. Влияние ориентировки лампы с плоской нитью, помещенной в газовую атмосферу	350
214. Модели ламп с плоской вольфрамовой нитью	351
215. Эталонные лампы, позволяющие воспроизводить опорные температуры. Достоверность. Сравнение температурных шкал, полученных в разных лабораториях	352
216. Способы питания лампы. Влияние изменения внешней температуры	353
217. Применение трубки, снабженной небольшим отверстием	354

Глава XX. Постоянные опорные точки в пирометрии

218. Общее рассмотрение	356
219. Палладий	357
220. Платина	358
221. Вольфрам	361
222. Молибден	364
223. Яркостные температуры металлов в состоянии плавления, способные служить опорными пирометрическими точками	366
224. Пламена	367

Глава XXI. Пирометры с суммарной радиацией.

225. Общие соображения	368
226. Геометрические рассмотрения, касающиеся различных типов пирометров суммарной радиации	369

227. Пирометры с переменной наводкой (Фери)	371
228. Пирометры с неподвижным фокусом (с постоянной наводкой) (Фостер, Броун, Тунинг)	372
229. Геометрические соотношения, которые должны выполняться для черного тела, измеряемого пирометром суммарной радиации	374
230. Изучение и выбор оптической системы (линзы, зеркала), применяемой при осуществлении пирометра суммарной радиации	375
231. Осуществление и последование термоэлектрического столбика, соединенного с пирометром суммарной радиации. Измерение электродвижущей силы	379
232. Температура приемника и обсуждение условий, определяющих чувствительность	380
233. Измерения электродвижущей силы на концах термопары	381
234. Закон измерения электродвижущей силы пирометра суммарной радиации в функции температуры источника	382

Градуйровка пирометра суммарной радиации.

235. Градуйровка путем наводки на черное тело известной температуры	384
236. Градуйровка путем сравнения с другим пирометром суммарной радиации, предварительно эталонированным	386
237. Результаты	387
238. Экстраполяция за пределы температуры, даваемой печью, служащей для градуировки	—

Влияние размеров источника и расстояния его на показание пирометра суммарной радиации.

239. Пирометры с переменной наводкой (Фери)	388
240. Пирометры с постоянной наводкой	391
241. Инерция и гистерезис пирометров с термоэлектрической парой	393
242. Пирометр без наводки. Дискуссия	394

Описание различных моделей пирометров суммарной радиации с термоэлектрической парой.

243. I. Пирометр Фери с зеркалом	394
244. II. Пирометрическая трубка Фери	396
245. III. Пирометр с постоянной наводкой	398
246. Причины ошибок пирометров суммарной радиации с термоэлектрической парой	399

Другие типы пирометров суммарной радиации

247. Пирометр Фери со спиралью	401
248. Пирометр суммарной радиации, основанный на расширении газа (Гельм)	402
249. Пирометр суммарной радиации, основанный на термомагнитных свойствах сплавов (Гельм)	403

Температуры радиации.

250. Температура радиации печерного тела	404
251. Помещение поглощающей пластины между источником и пирометром суммарной радиации	406
252. Преимущества и недостатки пирометра суммарной радиации	—

Глава XXII. Излучение и пиометрия некоторых световых источников.

253. Лампы накаливания	408
254. Соотношение между цветной температурой лампы с вольфрамовым волоском и ее световой экономичностью	409
255. Световая экономичность лампы с угольным волоском	412
256. Чужок Атуэра и штифт Нерста	—

Излучение и температура пламен.

257. Прямое оптическое измерение температуры пламен	414
258. Пламя ватонной лампы Гейфлера	416
258 bis. Ацетиленовое пламя	417

Электрическая дуга.

259. Электрическая дуга между угольными электродами. Влияние плотности тока в дуге, длины дуги и природы газа. Влияние природы углей	419
260. Прямые измерения яркостной температуры кратера дуги	420
261. Измерения цветной температуры дуги	421
262. Измерения температуры радиации кратера дуги	—
263. Истинная температура кратера дуги при атмосферном давлении	422
264. Температура дуги под давлением	—

Температура солнца.

265. Излучение солнца	423
266. Температура радиации солнца	424
267. Цветная температура солнца	425
268. Непосредственные измерения яркостной температуры солнца	427
269. Истинная температура и испускательная способность солнца	429
270. Яркостная и цветная температура луны	—
Таблица № 61—72	430

Предметный указатель	451

ВВЕДЕНИЕ.

Совокупность сведений по пирометрии излагается в ряде превосходных сочинений, список которых приложен к нашей книге. Однако ни в одном из этих произведений место, по необходимости довольно ограниченное, посвященное оптической пирометрии, не позволяет уделить этой области оптических методов измерений высоких температур то внимание, на которое она может и должна рассчитывать. Поэтому опубликование «Курса оптической пирометрии» отвечает, как нам кажется, весьма насущной потребности. Стремясь к тому, чтобы такой курс был не только учебной книгой, но также мог бы оказать ценную помощь при всех пирометрических изысканиях, мы сочли необходимым собрать в нем, наряду с изложением основ оптической пирометрии и теорией и описанием пирометрических инструментов, также и полную библиографическую сводку многочисленных достигнутых результатов. Так как при оптических измерениях температуры очень широко пользуются методами фотометрии и спектрофотометрии, то естественно, что этот курс включен в серию Фотометрической энциклопедии¹⁾.

Мы посвятили первую главу нашего курса введению в пирометрию высоких температур; при этом, конечно, в наши намерения ни на один момент не входило дать полное описание методов и аппаратов, которые позволили установить температурную шкалу до точки плавления золота. Наоборот, мы стремились выдвинуть различные соображения, которые заставили отказаться от этих разнообразных инструментов при экстраполяции к высоким температурам, и сохранить только оптические методы. Хотя мы подробно останавливаемся в дальнейших главах курса на относящихся сюда вопросах, однако мы хотели уже с самого начала указать экспериментальные соображения, которые заставили откинуть закон Стефана-Больцмана и принять закон Вина-Планка для фиксирования международной шкалы высоких температур.

Для того чтобы облегчить работу читателя, мы собрали во второй главе и в начале третьей определения, обозначения и символы, принятые в нашей книге; мы позволяем себе обратить внимание на необходимость пользоваться во всех книгах и работах этими обозначениями, сделавшимися официальными со времени Конгресса по освещению в 1924 г. При составлении этих глав мы сделали широкие заимство-

¹⁾ Французское издание «Traité de pyrométrie optique» составляет IV том пятой секции Фотометрической энциклопедии, полный план которой предполагает семь секций, содержащих в общей сложности 27 томов. *Прим. пер.*

вания из книги Фабри (Ch. Fabry «Introduction générale à la photométrie»), к которой мы и рекомендуем читателю обращаться для справок по поводу других величин, представляющих более непосредственный интерес в чисто фотометрических проблемах.

В главе IV собраны законы и значения постоянных, относящихся к излучению черного тела. Читатель не должен ждать найти там теоретическое обоснование развития законов черного тела; мы считали предпочтительным остановиться более на физической и практической стороне вопроса, не вдаваясь в обсуждение проблем, имеющих более математический характер. Подробное изучение экспериментальных подтверждений законов излучения черного тела заставило нас остановиться на технике спектрорадиометрических измерений, которые являются, по преимуществу, измерениями в инфракрасной области спектра. Для того чтобы не отягчать слишком изложения, мы ограничились сообщением общей идеи метода измерения постоянной C_2 , постоянной, которая является основой всех оптических экстраполяций к высоким температурам, выполняемых при помощи закона Вина.

В главе V мы сочли уместным посвятить некоторое время описанию инструментов и методов измерений суммарного излучения, чтобы ясно отделить встречающиеся при этом трудности и сделать понятными те соображения, которые заставили отказаться от пользования законом Стефана-Больцмана при оптических экстраполяциях.

Глава VI содержит, наряду с описанием методов, совокупность результатов измерений монохроматических излучательных способностей, по преимуществу для видимой области. Что касается инфракрасного спектра, то мы ограничились указанием на согласие между значениями, полученными из опыта, и данными электромагнитной теории (формула Дрейде), не вдаваясь в подробности измерений.

В главе VII мы сочли полезным подробно остановиться на понятии цветной температуры, оказавшемся таким плодотворным, и на цветных излучательных способностях тел; в этой главе описаны различные методы измерения цветной температуры, равно как сравнительные результаты, к которым эти методы привели. В вопросе, касающемся энергетического и светового излучения, имеющем малое значение для пирометрии, мы ограничились лишь самым необходимым (главы VIII и IX).

Всякая оптическая экстраполяция к высоким температурам предполагает осуществление редуцирующей системы, способной ослабить спектральную яркость источника в отношении, известном с большой точностью. Вопрос о редуцирующих системах имеет большое значение, и это обстоятельство оправдывает ту полноту, с которой мы критически рассмотрели различные системы редукции, принятые в пирометрических измерениях (глава X).

Глава XI в большей своей части посвящена спектропирометрам; она содержит, кроме того, принципы применения спектрофотометра к сравнению спектральных яркостей, излучаемых двумя источниками. Полное изучение последних инструментов удлинит бы чрезмерно курс.

Читателю-неспециалисту глава XII, посвященная эффективному длинам волн цветных стекол, может показаться преувеличенно подробной. Но лица, работающие в области пирометрии, будут нам, наверно, благодарны за то, что наряду с определением понятий и методами измерений

аффо́ктивных длин волн мы оставились на многочисленных и деликатных вопросах, возникающих в текущей практике при работе с оптическими пирометрами, снабженными цветными стеклами. То же относится и к вопросу об абсорбирующих стеклах, применение которых представляет некоторые трудности великий раз, когда эти стекла — всегда лишь несовершенно «нейтральные» — комбинируются с цветными стеклами или со спектральными системами, пропускающими довольно широкий участок длин волн.

Прежде чем приступить к теории и описанию пирометров, мы сочли необходимым посвятить известное место описанию методов и аппаратуры, применяемых при осуществлении черных тел. С целью дать указания относительно установления опорных пирометрических точек (реперов) мы выяснили условия осуществления черного тела при температуре плавления металлов. Осуществление такого черного тела при температуре плавления золота есть основа всех оптических экстраполяций. Что касается других металлов (палладий, платина), то установление их температур плавления служит для осуществления соответствующих пирометрических реперов.

Руководствуясь интересами изложения, мы перенесли в более позднюю главу все ныне еще предварительные результаты, относящиеся к этим металлам равно как и молибдену и вольфраму, и собрали их в табл. 50—53, где читатель найдет и библиографические ссылки по этим вопросам.

В теории и описании монохроматических оптических пирометров мы посвятили лишь несколько страниц старым инструментам (ле-Шателье, Ферри, Вайнер), ныне почти не употребляющимся в пирометрии. Последние годы принесли чрезвычайно усовершенствования пирометру с исчезающей нитью, сделав из него инструмент высочайшей точности, крайне гибкий и способный применяться для оптического изучения источников очень малых размеров. Его теории и подробностям, относящимся к его употреблению, мы сочли необходимым по-прежнему уделить значительное место (глава XVIII).

Краткая глава XIX посвящена пирометрическим лампам с вольфрамовой лентой, представляющей столь ценный прибор для всех текущих пирометрических операций. Будучи эталонированы по температурам, они представляют единственный удобный метод сравнения температурных шкал, установленных в различных лабораториях. Было бы неправильно, если бы довольно обширные размеры предпоследней главы нашего курса создали у читателей представление о значительной ценности пирометров суммарной радиации, которым эта глава посвящена. Мы старались, наоборот, показать, что изобилие различных причин ошибок,отягчающих этот инструмент, делает из него лишь крайне несовершенный прибор, вполне вышедший из употребления в пирометрических лабораториях; единственное его достоинство состоит в возможности применения его для автоматической непрерывной регистрации, могущей быть полезной при текущих заводских операциях. В тексте подробно обсуждены неприятные осложнения, которые ведет за собой применение линз и зеркал, помещаемых на пути пучка, идущего от источника, осложнения, которые проявляются, в частности, в законе изменения электродвижущей силы в зависимости от темпера-

туры источника, сильно отличающемся от закона пропорциональности T^4 . Для всех точных измерений суммарной радиации и для всех экстраполяций к высоким температурам, на них основанным, надлежит обращаться к простым схемам, указанным в главе V.

Нам могут поставить упрек в том, что мы не касались фотоэлектрических элементов; однако сравнительно немногочисленные попытки применения этих аппаратов, выполненные до настоящего времени относятся главным образом к области фотометрии; их применение в пирометрических проблемах еще не имеет места.

«Курс оптической пирометрии» был бы не полон, если бы он не содержал, хотя бы вкратце, совокупности современных пирометрических данных относительно излучения важнейших источников. Наряду с наиболее надежными численными результатами, относящимися к различным источникам (лампы накаливания, плавит Нернста, пламена, электрическая дуга), читатель найдет в последней главе поучительные примеры применения методов оптической пирометрии к весьма разнообразным случаям. Если ему, так же как и нам, покажется, что проблема оптического определения истинной температуры в какой-нибудь точке пламени представляется довольно простой, то зато он убедится, что оптические измерения истинной температуры твердых тел, например кратера электрической дуги, представляют довольно серьезные затруднения и что в этой области результаты еще крайне неполны и не являются еще достаточно надежными. Мы старались также не скрыть многочисленных трудностей, на которые наталкивается изучение температуры солнца; действительно, можно найти немного примеров, где интерпретация оптических измерений оказывалась бы такой затруднительной.

Нелишне, может быть, напомнить, что оптическая пирометрия родилась во Франции с пирометром де-Шателье (1892), даже прежде, чем были установлены законы излучения; далее, следует помнить, что с именем Фери связано первое осуществление пирометра суммарной радиации, который с тех пор подвергся лишь незначительным изменениям. Следует, однако, признать, что в дальнейшем участие Франция в пирометрических исследованиях оставалось довольно слабым наряду с важными работами, опубликованными в Америке и Германии, особенно физиками Бюро стандартов (Америка) и Государственной палаты (Reichsanstalt, Германия).

Г. Рибо.

Глава I.

Пирометрия высоких температур.

1. Постоянные точки. В 1887 г. по предложению ле-Шателье было решено фиксировать постоянные точки (температуры плавления, отвердевания или кипения чистых веществ), которые можно было бы воспроизводить с достаточной точностью. Это решение имело целью конкретизировать различные температурные шкалы, т. е. сделать возможным удобное осуществление температурных реперов (опорных пунктов), а также облегчить сравнение шкал, принятых в различных лабораториях. В конце этой главы приведены принятые ныне постоянные точки и соответствующие им температуры.

В области высоких температур, которые нас здесь интересуют, мы ограничимся пока золотом, палладием и платиной, преимуществом которых является возможность плавить их в любой атмосфере. В конце этой книги (гл. XX) мы вновь остановимся, и притом весьма подробно, на этих постоянных точках и на вопросе о контроле чистоты употребляющихся веществ.

2. Термометрические шкалы. Прежняя нормальная температурная шкала была определена, как известно, при помощи нормального водородного термометра.

Термометрическое явление, использованное в этом термометре, состоит в изменении давления при неизменном объеме определенной массы водорода, заключенной в резервуаре аппарата под давлением в 1 м ртутного столба, при температуре таящего льда.

Чтобы избежать выбора какого-либо специального термометрического тела и получить шкалу, не зависящую от природы этого термометрического тела, Кельвин (Вильям Томсон) предложил принять шкалу, основанную на принципе Карно (термодинамическая шкала). Если заставить какую-нибудь газовую массу проделать цикл Карно, состоящий из двух изотермических и двух адиабатных ветвей, то, обозначив через Q_1 и Q_2 количества теплоты, принимаемые или отдаваемые газом во время изотермических процессов, получим, что абсолютные температуры T_1 и T_2 этих изотерм определяются соотношением:

$$\frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2}.$$

Вычисление показывает, что термодинамическая шкала путем изменения начальной точки ¹⁾ приводится в совпадение со шкалой, основан-

¹⁾ Термодинамическая или абсолютная температура получается, как известно, из градусной температуры путем прибавления 273°. Мы будем всегда обозначать



ной на расширение газа, предполагаемого идеальным (столбцовая шкала).

На практике шкала, полученная при помощи реального газа (водород, азот, гелий), должна быть снабжена поправками, учитывающими отступления реального газа от законов Бойля-Мариотта, Гей-Люссака и Джоуля¹⁾.

Мы приводим ниже (табл. 1) значения этих поправок, ограничиваясь случаем термометра с постоянным объемом, единственным ныне принятым. В области применения различных газовых термометров, т. е. в пределах, где газы еще мало удаляются от совершенного состояния, эти поправки остаются незначительными и могут быть определены с достаточной точностью; из таблицы видно, что поправки эти для гелиевого термометра меньше, чем для водородного.

Таблица 1. Поправки, которые необходимо сделать в температурном показываемом газовым термометром постоянного объема для перехода к соответствующим абсолютным температурам.

Температура в градусах столбцового термометра	Термометр с водородом (H)	Термометр с гелием (He)	Термометр с азотом (N)
— 253° C	Не может применяться	+ 0,038	Не может применяться
— 200	+ 0,069	+ 0,020	+ 0,52
— 100	+ 0,017	+ 0,003	+ 0,05
0	0	0	0
+ 300	+ 0,05	+ 0,02	+ 0,08
+ 700	+ 0,30	+ 0,14	+ 0,46
+ 1000	+ 0,54	+ 0,26	+ 0,83
+ 1300		+ 0,4	+ 1,2
+ 1600		+ 0,6	+ 1,6

Пунктирные линии показывают обычную границу применимости различных газовых термометров.

Как мы увидим дальше, черное тело, излучение которого не зависит от природы тел, помещенных в его полости, позволит нам, при помощи законов излучения, удобно экстраполировать термодинамическую шкалу до самых высоких температур.

Строго ограничиваясь рамками настоящего сочинения, мы лишь бегло просмотрим различные методы, применяемые на практике для продолжения шкалы нормального водородного термометра в область высоких температур.

3. Азотный термометр. Для измерения высоких температур нормальный газовый термометр должен быть значительно видоизменен²⁾. Для того чтобы резервуар термометра мог без повреждений выдержи-

абсолютную температуру символом K (градусы Кельвина), а столбцовые температуры символом C (например $1336^{\circ} K$ или $1063^{\circ} C$).

¹⁾ Определение этой шкалы в ее сравнение с нормальной шкалой см. Burgess et Le-Chatelier, The measurement of high temperatures, стр. 26 и сл., а также Henning, Handbuch der Physik, IX, стр. 537.

²⁾ Нижеследующие данные касаются такого термометра, использованного в работы Druy and Sjoström, «Amer. J. Sc.», 99, 93 (1910); Carnegie Inst. Wash. publication, 167

вать температуры, которые достигают 1600°C , его делают из рудистой платины (20% родия). Учитывая трудность нагревания до высокой температуры очень большого объема, при необходимом условии сохранения хорошего постоянства температуры в различных участках резервуара, ему приданы меньшие размеры, чем резервуару нормального

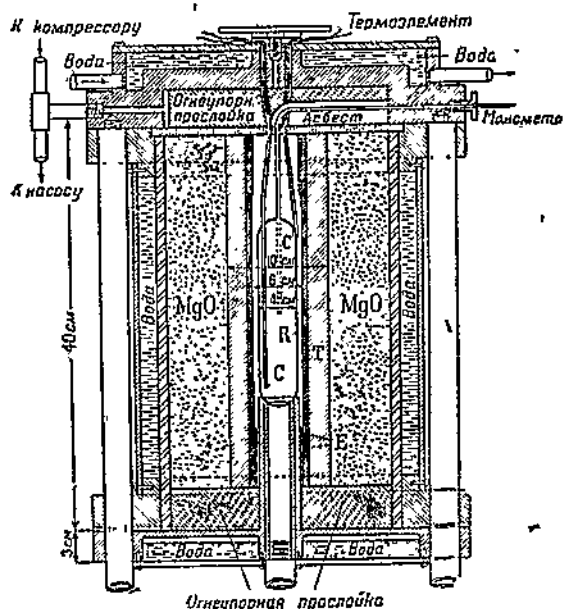


Рис. 1. Азотный термометр для высоких температур и электрическая печь с внутренней обмоткой из платины (Дей и Сосман).

R — термометрический резервуар из рудистой платины; T — стигматическая труба; E — платиновая обмотка; C, C — термометры, предельные вставки для оценки температуры.

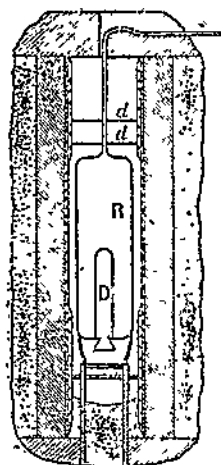


Рис. 2. Деталь резервуара азотного термометра и обмотки нагревательной печи.

R — резервуар; D — цилиндрическая вставка, позволяющая вводить термометр в центральную часть резервуара; d, d — платиновые диски, представляющие излучение центральной части печи.

термометра [цилиндр в 160 мм длины и 47 мм диаметром. Объем $205,7 \text{ см}^3$ при 0°C] (рис. 2).

Водород, представляющий то неудобство, что он при высокой температуре легко диффундирует через платиновую оболочку, заменен азотом.

В измерениях Дей и Сосмана нагревание резервуара R производилось электрически (рис. 1). Нагревательное пространство осуществля-

(1911), перепечатанной в «Journal de Physique», 2 (1912), стр. 727, 831 и 889. (Измерение высоких температур газовым термометром.)

1) Вдоль оси цилиндра со стороны дна вставлен открытый снизу и запаянный сверху цилиндрок D , приблизительно 12 мм диаметром, который позволяет вводить термоэлектрическую нить до центральной части резервуара (рис. 2).

лось трубой из магnezия T , внутри которой была намотана платиновая проволока E с толстым сечением. При таком внутреннем расположении нагревательной проволоки можно достигнуть 1600°C , тогда как петь с наружной платиновой обмоткой не позволяет превзойти 1400°C .

С целью обеспечить большую однородность температуры в центральной части печи, содержащей резервуар, к концам первой обмотки были присоединены два дополнительные сопротивления, сделанные из более тонкой платиновой проволоки, нагреваемой независимым электрическим током. Оба конца резервуара, излучающие к более холодным частям печи, могли бы принять более низкую температуру, чем центральная часть. Чтобы избежать этого, выше и ниже резервуара расположены экраны из платины.

За дополнительными подробностями, в частности по вопросу, касающемуся измерения давлений газа и расчета температур, мы отсылаем читателя к оригинальной работе.

Выше мы упоминали, какое важное значение имеет знание постоянных термометрических точек (точек плавления чистых тел). При высоких температурах (температуры плавления серебра, золота, никеля, палладия) возникли бы слишком большие трудности, если бы попытаться мерить эти постоянные точки непосредственно, при помощи описанного азотного термометра (необходимость иметь большую массу очень чистого металла, трудность защитить резервуар термометра и опасность порчи под действием расплавленного металла). Обходят указанную трудность, устанавливая соотношение между показанием азотного термометра и термоэлектрической пары (градуируя термопару при помощи термометра). Для этой цели в измерениях, упомянутых выше, термопары (платина, платина—родий) укреплялись на различной высоте у стенок резервуара газового термометра; для каждой температуры отмечали электродвижущую силу на концах каждой пары. Погружая затем эти термопары в различные расплавленные тела, можно определить искомые постоянные (опорные) точки по шкале азотного термометра. Таким образом пары фигурировали исключительно в роли нулевых аппаратов.

Несмотря на все предосторожности, принятые Деєм и Сосманом при их измерениях, было признано, в конце концов, что полученная ими температура плавления палладия ($1549 \pm 2^{\circ}\text{C}$) не совпадает со значением, найденным на основании законов излучения (1555°C), и должна быть отброшена.

Аналогичные опыты производились также в Германском государственном бюро, причем в газовом термометре азот был заменен гелием; повидимому, эти измерения окончательно оставлены для всех температур, превышающих 1100°C .

4. Термоэлектрическая пара. Ее применение как инструмента, допускающего экстраполяцию к высоким температурам. В дальнейшем мы будем иметь случай говорить о применении термоэлектрической пары к градуировке оптических пирометров; пока же мы ограничимся указанием, в общих чертах, результатов применения термоэлектрической пары как инструмента, допускающего экстраполяцию к высоким температурам.

Для точных измерений при высоких температурах, в конце концов, была принята пара платина — родистая платина, с 10% содержанием родия (ле-Шателье)¹⁾. Если один из спаев пары погружен в тающий лед, а другой спай доведен до температуры t , то на концах термопары устанавливается электродвижущая сила e , функции t . Эта электродвижущая сила, которая в случае пары платина — родистая платина (10%) достигает 10 милливольт около 1000° С и 18 милливольт вблизи 1700° С, может быть с большой точностью измерена при помощи потенциометрического метода. Измерение может быть произведено с точностью до 1 микровольта, т. е. с ошибкой в измерении температуры меньше $1/10^\circ$.

В действительности, начиная с 1300° С, обнаруживается медленное изменение пары, объясняемое незначительной дестилляцией родия, которая изменяет электродвижущую силу термопары; при помощи подходящих поправок можно исключить этот источник ошибок и ограничить неточности несколькими микровольтами. Если ограничиваться интервалом температур, не превосходящим 700° (от 400° до 1100° С, от 1100 до 1600° С), то электродвижущую силу e на bornах пары можно представить с точностью, превосходящей ошибки измерений, при помощи трехчленной формулы²⁾:

$$e = a + bt + ct^2. \quad (a)$$

В 1907 г., в весьма важной работе, касающейся точек плавления платины и палладия³⁾, Вайднер и Бюргесс пришли к мысли использовать пары платина — родистая платина и платина — приростная платина как средство экстраполяции за пределы температуры, даваемые водородным термометром. Полученные результаты оказались, однако, очень мало удовлетворительными. Значения, найденные для точек плавления платины и палладия, отличаются друг от друга в зависимости от применяемой экстраполяционной формулы. А эти две формулы: $e = a + bt + ct^2$ и $e = mt^n$ стоят в согласии до 1200° С (с точностью до 2°). Их экстраполяция, начиная от этой температуры, дает соответственно для точек плавления палладия и платины значения 1530 и 1706°; 1543 и 1731° С. Пары другого типа дают значения, которые отличаются от предыдущих более чем на 25°.

Вайднер и Бюргесс в той же самой работе сравнили, сверх того, результаты, получаемые путем экстраполяции формулы (a) для термоэлектрической пары платина — родистая платина с данными, получаемыми из законов излучения. Результаты приведены в табл. 2⁴⁾.

Как видно из таблицы, имеется весьма заметное расхождение между оптической и термоэлектрической шкалами, причем температуры по

¹⁾ Относительно других пар см. § 170.

²⁾ Были предложены другие формулы ($e = mt^n$); они согласуются с опытом не лучше, чем упомянутые в тексте.

³⁾ Waidner and Burgess, «Bur. Stand. Bull.», 3, 163 (1907).

⁴⁾ В статье Вайднера и Бюргесса температуры оптической шкалы отнесены к значению константы $C_2 = 14\,500$; мы пересчитали их, исходя из значения $C_2 = 14\,320$, наиболее вероятного по современным данным.

термоэлектрической шкале оказываются систематически более низкими, чем температуры, даваемые оптическими измерениями.

Таблица 2. Сравнение результатов, получаемых экстраполяцией показаний термонары, платина — 10% родистая платина, выше 1200° С с результатами экстраполяции по формуле Вина ($C_2 = 14\,320$).

	При 1250° С	При 1300° С	При 1400° С	При 1500° С	При 1600° С	При 1700° С
Разница между оптической шкалой и шкалой термо- электрической . . .	0°	+3°	+9°	+18°	+31°	+51°

Указанное расхождение было подтверждено в дальнейшем многочисленными экспериментаторами¹⁾.

Представляется также интересным хотя бы бегло упомянуть результаты сравнения термонары с азотным термометром, полученные несколькими годами позже.

Если ограничиваться интервалом температуры от 300 до 1100° С, то электродвижущая сила пары платина — родистая платина может быть с вполне удовлетворительной точностью представлена трехчленной формулой $e = a + bt + ct^2$, как показывает табл. 3; заимствованная из уже упомянутой работы Дей и Сосмана (§ 3).

Таблица 3. Сравнение пары платина — 10% родистая платина с азотным термометром между 300 и 1100° С.

Примененная интерполяционная формула $e = -303 + 8,2294t + 0,001649t^2$.

Температура (°С) по азотно- му термометру	e наблюдаемое (в микровольтах)	e вычисленное (в микровольтах)	e наблюдаемое — e вычисленное	
			(в микро- вольтах)	(в градусах)
305,9	2 365	2 364	+1	+0,1
320,8	2 502	2 502	0	0,0
419,3	3 429	3 432	-3	-0,3
629,8	5 530	5 529	+1	+0,1
960,0	9 113	9 112	+1	+0,1
1062,4	10 295	10 296	-1	-0,1
1082,6	10 534	10 534	0	0,0

Если, однако, пытаться экстраполировать вышеприведенную формулу до предельных температур, даваемых газовым термометром (приблизительно 1550° С), то согласие между формулой и наблюдениями перестает быть удовлетворительным. Применение формулы привело бы вблизи 1550° С к расхождению с опытом на 20° С (16 391 микровольт вычисленных вместо 16 143 микровольта измеряемых). При этом экстраполяция показаний термонары приводит к слишком низким значениям температуры. Расхождение, как видим, в ту же сторону как и полученная при сравнении с оптической шкалой. Дей и Сосман были вынуж-

¹⁾ См. в частности: Valentiné, «Ann. d. Phys.», 31, 306 (1910) (сравнение результатов экстраполяции термоэлектрической пары с данными, получаемыми из закона Стефана-Больцмана).

денны принять для интервала 1100—1550° С другую интерполяционную формулу, сравнение которой со шкалой азотного термометра приведено в табл. 4.

Таблица 4. Сравнение пары платина—10% родистая платина с азотным термометром в интервале 1110—1550° С.

Примененная интерполяционная формула $e = -191 + 11,1743 t + 0,00032161 t^2$.

Температура (°С) по азотному термометру	e		e наблюдаемое— e вычисленное	
	наблюдаемое (в микровольтах)	вычисленное (в микровольтах)	(в микро- вольтах)	(в градусах)
1082,6	10 534	10 534	0	0,0
1206,4	12 000	12 008	— 8	— 0,7
1298,5	13 100	13 111	— 11	— 0,9
1391,2	14 228	14 228	0	0,0
1452,3	14 977	14 967	+ 10	+ 0,8
1489,8	15 439	15 421	+ 18	+ 1,5
1549,2	16 143	16 143	0	0,0

Как видим, и здесь согласие очень удовлетворительное. Несмотря на значительную неуверенность, связанную с экстраполяцией показаний термпары, названные авторы считали возможным экстраполировать шкалу азотного термометра до температуры плавления платины.

Ввиду сомнений, возникающих относительно ценности такой экстраполяции на интервал более чем в 200°¹⁾, Дей и Сосман применили для измерения различные термпары с различным содержанием родия (1 пара с 1%, 1 пара с 5%, 5 пар с 10% и 2 пары с 15% родия).

Экстраполяция дала температуры, заключенные между 1748° и 1753° С для пяти 10% пар, между 1750 и 1755° С для пары с 1% родия (неопределенность, вследствие малой чувствительности потенциометрического метода). 5% сплав дал 1752° С, а 15% — 1755° С. Принятое среднее равно 1752 ± 5° С.

Само собой разумеется, что, принимая во внимание значительную неуверенность, связанную с экстраполяцией по методу термоэлектрической пары, не следует приписывать этому определению точного значения.

Из всего предыдущего с несомненностью вытекает, что *термоэлектрическая пара представляет собой очень плохой инструмент экстраполяции к высоким температурам*. Но зато она крайне пригодна для интерполяции: мы увидим ниже, что она принята для определения практической шкалы температур в интервале от 600 до 1100° С²⁾. Отметим также, что она может служить — и притом до 1600° С — для того, чтобы конкретизировать температуру, определенную другим мето-

¹⁾ Если вычислить электродвижущую силу пары, исходя из формулы табл. 3 для температуры 1298° С, имеющейся в табл. 4, т. е. произвести экстраполяцию приблизительно на 200°, то получим 13 158 микровольт вместо 13 100, т. е. расхождение в 58 микровольт или приблизительно 5°.

²⁾ Для всего интервала в точных измерениях применяют иногда четырехчленную формулу: $e = a + bt + ct^2 + dt^3$.

дом (например, оптическим); в этом случае она применяется как нулевой инструмент.

В интервале 1100—1600°С применение термопары требует во всяком случае очень больших предосторожностей и частого контроля.

5. Термометр с платиновым сопротивлением. Этот термометр основан на изменении сопротивления платины с температурой ¹⁾; сопротивление R_t при температуре t может быть выражено трехчленной формулой:

$$R_t = R_0 (1 + \alpha t + \beta t^2),$$

формулой, которая оказалась применимой в интервале температур от —40 до 1100°С ²⁾. Градуирование подобного термометра производится при температуре таяния льда (0°), кипения воды (100°) и кипения серы при нормальном давлении (444°С, 6).

В вопросе об экстраполяции к высоким температурам по отношению к этому прибору можно повторить те же самые критические замечания, так и по отношению к термоэлектрической паре. Его употребление в качестве интерполяционного инструмента несколько более ограничено, чем применение термопары платина—родистал платина: хотя он находится в полном согласии с газовым термометром до 1100°С, тем не менее его не применяют для текущих наблюдений до этой температуры, ибо изменения платины могут привести к значительным изменениям сопротивления ³⁾.

В действительности термометр с платиновым сопротивлением употребляют только до 660°С. Он принят для осуществления практической шкалы температур во всем интервале от абсолютного нуля до 660°С ⁴⁾.

6. Экстраполяция к высоким температурам посредством законов излучения черного тела. Для того чтобы составить ясное представление об эволюции идей, относящихся к в этому вопросу, нам представляется интересным дать краткий исторический очерк.

Период с 1879 по 1910 г. Одновременно с разработкой методов измерения при помощи газового термометра законы излучения черного тела (закон Стефана, 1879; закон В. Вина, 1893; закон Планка, 1900) также служили объектом весьма большого числа экспериментальных проверок. Испытания эти, вначале ограничивавшиеся не особенно высокими температурами, постепенно были распространены на всю область инфракрасных лучей и на всю шкалу температур до 2000°С. В дальнейшем мы гораздо более подробно рассмотрим этот вопрос; теперь же ограничимся указанием, что этот контроль законов черного излучения оказался вполне удовлетворительным. Удовлетворитель-

¹⁾ Относительно осуществления такого термометра и его употребления см. Slight, «Bur. Stand. Bull.», 17, 49 (1921); «Sc. Pap.», 407 (Новые изменения в конструкции термометра с платиновым сопротивлением).

²⁾ Callender, «Phil. Trans.», 190, 1, 1902.

³⁾ Эти изменения платины имеют гораздо меньшее влияние на значение электродвижущей силы пары платина—родистал платина.

⁴⁾ Подробнее см. Burgess et le-Châtelier, The measurement of high temperatures, p. 194 et Foote, Fairchild et Harrison, «Bur. Stand. Techn. Pap.», № 170 (Pyrometric Practice), p. 127 и сл.

ные результаты получены как при проверке законов Стефана и Вина, причем, правда, температуры были определены довольно плохо, при помощи иных методов (газовый термометр, термопара), так и в том случае, когда экспериментаторы контролировали лишь согласие между обоими законами.

Период с 1910 по 1916 г. В 1910 г. Варбур и его сотрудники¹⁾, приступая к измерениям константы C_2 закона Планка, предпринятыми Германским государственным бюро, приняли температуру плавления палладия (1449° C), определенную незадолго перед этим Деем и Сосманом; исходя из этой цифры, они получили, однако, результаты, которые нельзя было считать находящимися в удовлетворительном согласии с законами излучения. Начиная с 1911 г.²⁾, они вынуждены были решительно отвергнуть указания, даваемые газовым термометром, и признать строгую справедливость законов излучения черного тела.

Хотя некоторые экспериментаторы продолжали и в дальнейшем придерживаться результатов, даваемых газовым термометром, тем не менее, большинство ученых с этого времени становятся сторонниками идеи, что только законы излучения черного тела могут дать точную экстраполяцию к высоким температурам.

Пресмотрим же бегло принципы методов, способных служить для такой оптической экстраполяции.

Формула Планка в области видимого спектра и для температур, не превосходящих 3000° C, сводится практически к более простой формуле Вина:

$$\mathcal{E}_{\lambda T} = C_1 \lambda^{-5} e^{\frac{C_2}{\lambda T}},$$

где $\mathcal{E}_{\lambda T}$ представляет интенсивность монохроматического излучения³⁾, испускаемого черным телом при абсолютной температуре T для длины волны λ .

Если, исходя из известной температуры T_1 , хотят определить более высокую неизвестную температуру T_2 , то нужно измерить отношение $\frac{\mathcal{E}_2}{\mathcal{E}_1}$ интенсивностей монохроматического излучения, испускаемого черным телом при температурах T_2 и T_1 для данной длины волны видимого спектра. Формула:

$$\frac{\mathcal{E}_2}{\mathcal{E}_1} = e^{\frac{C_2}{\lambda T_1} - \frac{C_2}{\lambda T_2}} \quad \text{или} \quad \lg \frac{\mathcal{E}_2}{\mathcal{E}_1} = \frac{C_2}{\lambda} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right)$$

позволит вывести значения T_2 из значения T_1 . В окончательной формуле фигурирует только константа C_2 . Для того чтобы экстраполяция могла быть произведена с уверенностью, необходимо знать значение этой константы с достаточной точностью.

¹⁾ Warburg et Zeitäuser, «Sitzb. Akad. Wiss. Berlin», 44, 125 (1910); «Zts. f. Instr.», 30, 118 (1910).

²⁾ Warburg et Zeitäuser, «Zts. f. Instr.», 31, 124 (1911).

³⁾ Мы дадим ниже (§ 11) более точное определение этой величины.

Закон Стефана-Больцмана дает, как известно, выражение суммарной энергии $\mathfrak{R}$, излучаемой черным телом, имеющим абсолютную температуру T . Если T_0 —абсолютная температура тел, окружающих излучающее черное тело, то имеем ¹⁾:

$$\mathfrak{R} = \sigma (T^4 - T_0^4).$$

Если желают при помощи экстраполяции перейти от известной температуры T_1 к температуре T_2 , то необходимо измерить отношение $\frac{\mathfrak{R}_2}{\mathfrak{R}_1}$ полных энергий, излучаемых черным телом при температурах T_1 и T_2 , и формула

$$\frac{\mathfrak{R}_2}{\mathfrak{R}_1} = \frac{T_2^4 - T_0^4}{T_1^4 - T_0^4}$$

позволит вычислить T_2 по T_1 .

Таким образом этот метод нуждается только в относительных измерениях и не требует знания константы σ .

А priori кажется, что этот второй метод, не предполагающий знания константы излучения, должен иметь преимущества перед первым. Опыт показал, однако, что это не так. Причина лежит в том, что измерения суммарного излучения связаны с источниками довольно значительных ошибок (абсорбция излучения газами, различная абсорбция излучений приемником и средой, расположенной между источником и приемником), к которым мы еще вернемся (§ 48).

Наоборот, измерения монохроматического излучения, выполненные в области видимого спектра, обладают всей точностью фотометрических измерений, и именно их условились избрать для определения оптической шкалы высоких температур. К сожалению, измерения постоянной C_2 , ведущиеся на протяжении более чем 20 лет, не привели еще к вполне удовлетворительному согласию. В Германии Государственное бюро с 1916 г. принимает значение $C_2 = 14\,300 \frac{\text{микронов}}{\text{градус}}$, в Америке на основании измерений Бюро стандартов считают значение $C_2 = 14\,320$, и работы, ведущиеся в обеих странах до 1927 г., заставляют держаться приведенных выше значений.

Принимая во внимание точность измерений C_2 , к обсуждению которых мы вернемся ниже, нет оснований отдавать предпочтение какому-либо одному из этих двух значений. Неопределенность остается довольно значительной; она влечет за собою различие на 2° вблизи точки плавления палладия и на 3° при точке плавления платины. Мы увидим ниже (§ 44), что 7-я Всеобщая конференция мер и весов, состоявшаяся в 1927 г. в Париже, предложила считать, впредь до нового соглашения, значение $C_2 = 14\,320$.

Период после 1916 г. Исходя из соображений, что согласие относительно значения C_2 будет достигнуто, принята следующая техника определения постоянных точек (Pd, Pt). Для точки плавления золота

1) Мы уточним позже (§ 8) определение величины $\mathfrak{R}$, фигурирующей в этой формуле.

принимают значения 1063°C , относительно которого нет никаких сомнений; для какой-нибудь очень хорошо известной длины волны видимого спектра измеряют отношение интенсивностей излучения черного тела при температуре плавления золота и температуре другой постоянной точки. Эта последняя температура выводится по вышеупомянутой формуле, причем для C_2 пользуются последним принятым значением.

Изложенного в этом кратком очерке достаточно, как нам кажется, для того, чтобы показать, какой значительный интерес представляют методы оптической пирометрии для экстраполяции в область высоких температур, выше 1100°C .

Следует может быть прибавить, что одни лишь оптические методы делают возможным измерение очень высоких температур. Действительно, пределы применения термоэлектрической пары и газового термометра ограничены температурой плавления платины¹.

7. Практическая шкала температур. Интерполяционные инструменты и область их применения. Международная температурная шкала. Газовый термометр может применяться только в специально оборудованных лабораториях. Принимая во внимание его большие размеры, приходится считаться с серьезными трудностями, особенно при высоких температурах, при осуществлении бани, гарантирующей большую однородность температуры по всей длине термометрического резервуара.

Газовый термометр должен рассматриваться как первичный инструмент, предназначенный для определения постоянных точек термометрической шкалы в пределах от $+1063$ до -253°C . Необходимо, следовательно, найти вторичные измерительные инструменты, способные служить точными интерполяционными инструментами для интерполяции между опорными пунктами (реперами), фиксированными при помощи газового термометра. Отметим теперь же, что классический ртутный термометр не употребляется более как точный инструмент. Он гораздо менее удобен в употреблении, чем термометр с платиновым сопротивлением, о котором мы сказали несколько слов; его точность меньше, и при его употреблении необходимо прибегать к длинным, утомительным и часто ненадежным поправкам (смещение нуля, выступающий ртутный столбик, внешнее и внутреннее давление). Его область применения, сверх того, гораздо менее обширна, чем область применения термометра с сопротивлением, особенно при низких температурах.

В интервале от 0 до 660°C в качестве интерполяционного инструмента принят термометр с платиновым сопротивлением; от 660 до 1100°C употребляют термопару платина—родистая платина; выше 1063°C экстраполиация выполняется при помощи формулы Вина.

В табл. 5 мы даем сводку постоянных опорных точек междуупорядоченной шкалы температур, принятых 7-й Всеобщей конферен-

¹ По мере того как будет совершенствоваться техника изготовления предметов из молибдена и вольфрама, может оказаться возможным предпринять измерения с газовым термометром, резервуар которого, сделав из этих металлов. Впрочем, это представляется довольно маловероятным.

ций мер и весов (1927), области применения различных инструментов интерполяции и постоянных точек, служащих для их эталонирования.

Таблица 5. Температуры по столбчатой шкале постоянных опорных точек и области применения измерительных инструментов для высоких температур.

H ₂ O ¹⁾ плавлен.	H ₂ O кипел.	Cd затверд.	Zn затверд.	S ²⁾ кипел.	Sb затверд.	Ag затверд.	Au плавлен.	Pd плавлен.	Pt плавлен.
0,00	100,00	320,9 ±0,05	419,4 ±0,05	441,60 ±0,05	630,5 ±0,5	960,5 ±0,3	1063,0 ± 0,5	См. в конце книги (§ 218)	

Термометр с платиновым сопротивлением

$$R_t = R_0 (1 + a_1 t + b_1 t^2)$$

Стрелки указывают постоянные точки, принятые международным соглашением для градуировки различных инструментов.

Пара Pt — Pt (родист.)

$$c = a + bt + at^2$$

Экстраполяция по формуле Вилла
 $C_2 = 14\,320$.

¹⁾ Поправка на давление: $t = 100,000 + 0,0367 (p - 760) - 0,000023 (p - 760)^2$.

²⁾ Поправка на давление: $t = 441,60 + 0,0909 (p - 760) - 0,00004 (p - 760)^2$.

Глава II.

Определения и обозначения, относящиеся к различным величинам, встречающимся в вопросах излучения.

Прежде чем изучать законы излучения тел, считаем необходимым кратко напомнить определения и обозначения, принятые ныне для различных физических величин, связанных с излучением¹⁾.

В дальнейшем мы рассматриваем только источники со сплошным излучением (непрерывный спектр).

Э. Энергетические величины²⁾. 1) Полный поток энергии Φ , посылаемый источником излучения за одну секунду. Когда источник излучает в окружающее пространство, он посылает в это пространство лучистую энергию. Можно собрать и измерить эту энергию, окружив источник со всех сторон калориметром с совершенно непрозрачными стенками; в таком калориметре за секунду будет собрано определенное количество калорий, представляющих энергию, которую нетрудно высчитать. Эта энергия, излученная источником за секунду, есть эквивалент механической мощности источника и выражается в эргах в секунду или чаще в ваттах. Мы назовем ее *полным потоком энергии, излученной источником (символ Φ) или энергетической интенсивностью источника*.

2) Энергетическая интенсивность источника в данном направлении ($\mathfrak{E}$). Пусть источник находится в A ; около направления Ax , исходящего из источника, образуем телесный угол $d\omega$; если $d\Phi$ есть поток энергии, посылаемый источником в этот телесный угол, то интенсивность источника в направлении Ax выразится соотношением:

$$\mathfrak{E} = \frac{d\Phi}{d\omega}.$$

Эта интенсивность должна выражаться в ваттах на стерадиан.

3) Освещенность $\mathfrak{E}$ элемента поверхности, производимая источником. Это есть отношение потока Φ , полученного элементом поверхности к величине этого элемента (s). Освещенности выражается в ваттах на 1 см^2 :

$$\mathfrak{E} = \frac{\Phi}{s}.$$

1) При составлении этой главы мы сделали обширные заимствования из прекрасной работы Ch. Fabry, Introduction générale à la photométrie, «Revue d'optique» (1927). В частности, мы приняли обозначения и символы, которые фигурируют в этом произведении. Многие из этих определений, впрочем, были приняты также и Международным конгрессом по освещению в Женеве в июле 1924 г.

2) Для обозначения энергетических величин мы будем употреблять готические буквы.

Специальные определения, относящиеся к источникам конечных размеров

4) Энергетическая светимость ($\mathfrak{N}$). Если s есть испускающая поверхность источника, Φ полный поток, излучаемый этим источником по всем направлениям, то светимость ($\mathfrak{N}$) выражается отношением:

$$\mathfrak{N} = \frac{\Phi}{s}.$$

Эта величина, аналогично освещенности, выражается в ваттах на 1 см^2 .

5) Энергетическая яркость в данном направлении ($\mathfrak{B}$). Чтобы определить эту новую величину, выберем каково-нибудь направление MX , исходящее из источника (рис. 3), и вообразим экран с отверстием малой площади (σ), расположенный в непосредственной близости к источнику, перпендикулярно к MX . Если $\mathfrak{E}$ есть интенсивность в направлении MX источника, диафрагмированного указанным образом, то яркость источника в этом направлении выразится через

$$\mathfrak{B} = \frac{\mathfrak{E}}{\sigma}.$$

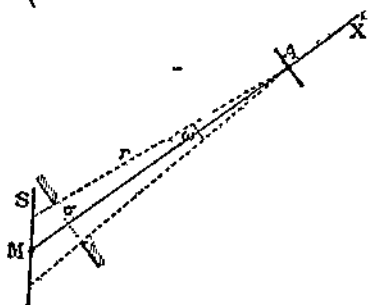


Рис. 3.

Припоминая определение $\mathfrak{E}$, можно также определить яркость в направлении MX как *энергию в ваттах, испускаемую в телесный угол, равный единице, одним квадратным сантиметром проекции поверхности источника на плоскость, перпендикулярную к направлению MX* ¹⁾. Это количество носило ранее название внутренней ярости (*éclat intrinsèque*); ныне условились именовать его яркостью (*brillance*), или энергетическая яркость.

Если поместить в точку A по направлению MX приемник, поверхность которого перпендикулярна к MX , то освещенность этого приемника (поток, полученный единицей поверхности) может быть написана так (через r назовем расстояние A от источника):

$$\mathfrak{E} = \frac{\mathfrak{B}\sigma}{r^2}, \quad \text{или} \quad \mathfrak{E} = \mathfrak{B}\omega,$$

где ω означает телесный угол, под которым виден источник из точки A . Иначе говоря, яркость в данном направлении есть не что иное, как освещенность, производимая в какой-либо точке рассматриваемого направления единицей телесного угла источника, т. е. участком источ-

¹⁾ В этих условиях яркость выражается в ваттах на 1 см^2 и на стераддиан. Поток в ваттах, испущенный (видимой) поверхностью $d\sigma$ в телесный угол $d\omega$, дается выражением $d\Phi = \mathfrak{B}d\sigma \cdot d\omega$.

ника, вырезаемом единичным телесным углом, построенным около данного направления. Принимая это определение яркости за основное, мы попробуем, в качестве приложения, изучить оптическую проблему, возникающую в случае пирометра с суммарной радиацией.

В подобном аппарате на поверхности приемника ab , площадь которого равна σ , образуют при помощи линзы L^1 изображение источника. Источник должен иметь достаточно большие размеры для того, чтобы его изображение в полном покрывало ab . Диафрагма D , жестко укрепленная перед ab , ограничивает постоянное значение телесного угла Ω , определяющего раскрытие пучка, падающего на ab (рис. 4).

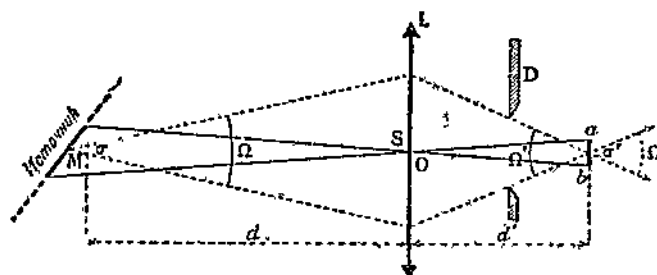


Рис. 4. Схема действия пирометра с полной радиацией.

Поток Φ , полученный приемником, равняется потоку, посылаемому видимой поверхностью σ источника внутрь телесного угла Ω . Называя через $\mathfrak{B}$ яркость источника в направлении пирометра, мы найдем для этого потока Φ выражение:

$$\Phi = \mathfrak{B} \Omega = \mathfrak{B} \frac{S}{d^2},$$

где S обозначает поверхность линзы, участвующую в образовании изображения. С другой стороны,

$$\frac{\sigma}{d'^2} = \frac{\sigma'}{d'^2},$$

откуда

$$\Phi = \mathfrak{B} S \frac{\sigma'}{d'^2} = \mathfrak{B}' \Omega'.$$

Итак, с ограниченными, сделанными выше (изображение источника полностью покрывает приемник, телесный угол Ω' сохраняется постоянным), поток, полученный приемником, равен яркости источника, умноженной на постоянную аппарата, и это имеет место, каково бы ни было расстояние до источника. Иными словами, пирометр указанного

¹⁾ Вычисления остаются тем же в случае пирометрического телескопа, в котором линза L заменится погнутой зеркалом.

типа дает нам меру яркости источника в направлении наблюдения¹⁾.

Если мы предположим, что изображение ab источника (рис. 4) не образуется на некотором экране, но лучи, дающие это изображение, продолжаются за плоскостью ab , то для наблюдателя, помещенного вне ab , поверхность σ' будет играть роль источника. Поток, который она посылает в телесный угол Ω , согласно последнему соотношению, выведенному выше, равняется $\mathfrak{H}\sigma'\Omega$. Это соотношение позволяет нам непосредственно заключить, что в любой оптической системе (если можно пренебречь абсорбцией в средах, через которые проходит излучение) яркость изображения равна яркости источника²⁾. Эта основная теорема сохранит свое значение и для визуальной яркости.

9. Закон Ламберта. Некоторые источники имеют яркость, не зависящую от направления излучения; в этом случае говорят, что они повинуются закону Ламберта. Во всей строгости это имеет место для черного тела, которое мы изучим позже. Для такого источника пирометр с суммарным излучением (§ 8) даст показания, не зависящие от направления наблюдения.

Плоский источник ограниченных размеров, повинующийся закону Ламберта, испускает в данном направлении энергетическую интенсивность, пропорциональную $\cos$ углу, составляемому направлением излучения с нормалью к излучающей поверхности; отсюда происходит

название «закон косинусов», часто даваемое закону Ламберта³⁾.

Соотношение между светимостью и яркостью источника, подчиняющегося закону Ламберта. Рассмотрим источник, повинующийся закону Ламберта, т. е. источник, яркость которого $\mathfrak{H}$ одна и та же по всем направлениям. Попыта-

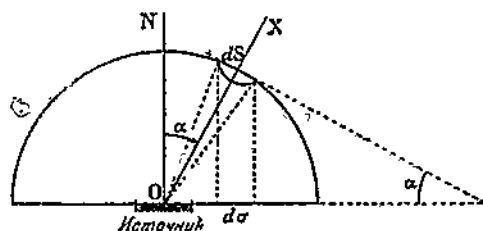


Рис. 5.

емся вычислить ее светимость $\mathfrak{H}$. Рассмотрим элемент поверхности источника в 1 см^2 ; видимая поверхность этого элемента в направлении Ox , образующего угол α с нормалью к поверхности ON (рис. 5), равна $\cos \alpha$. Энергия, попускаемая внутрь конуса, стянутого элементом поверхности ds , вырезанным на сфере, описанной из O радиусом, равным единице, выражается через $\mathfrak{H} \cos \alpha ds$. Но $ds \cos \alpha$ есть не что иное, как проекция dz поверхности ds на плоскость источника. Свети-

1) Это, очевидно, несправедливо, если изображение источника не покрывает полностью приемника или если диафрагма D не связана жестко с приемником. Результат, приведенный в тексте, сохраняет силу, если излучения всех длин волн, испускаемые источником, испытывают одинаковое поглощение в среде, расположенной между источником и приемником.

2) Каким бы ни было отверстие диафрагмы D , ограничивающей лучок.

3) Согласно этому закону, излучающая сфера, повинующаяся закону Ламберта, кажется плоским диском равномерной яркости.

мость $\mathfrak{H}$ будет равна $\mathfrak{B}$, умноженной на сумму всех элементов, подобных $d\mathfrak{z}$, т. е. умноженной на π :

$$\mathfrak{H} = \pi \mathfrak{B}^1).$$

19. Визуальные измерения²⁾. Фотометрические величины. Энергетические измерения предполагают, как мы увидим ниже, довольно сложные средства исследования и подвержены ошибкам, источники которых весьма многообразны. Поэтому всякий раз, когда это возможно, стараются свести проблемы оптической пирометрии на визуальные измерения в области видимого спектра. Прибавим, впрочем, что глаз неспособен оценить отношение световых потоков, даже если эти потоки одного цвета; поэтому всякое точное пирометрическое измерение, выполняемое глазом, должно сводиться к оценке равенства двух монохроматических³⁾ потоков одного и того же цвета⁴⁾.

В дальнейшем мы ограничимся лишь теми фотометрическими величинами, без которых совершенно нельзя обойтись при изучении оптической пирометрии⁵⁾.

1) Световая интенсивность источника (I). Единица световой интенсивности: международная свеча. Основная единица, принятая во всех фотометрических измерениях, есть единица световой интенсивности. Эта единица интенсивности (международная свеча) осуществляется при помощи эталонных электрических ламп с накаливающейся угольной нитью, функционирующих при вполне определенном режиме, для которых точно известно значение интенсивности в международных свечах. Каждая национальная лаборатория [в СССР — Палата мер и весов в Ленинграде, во Франции — Центральная электрическая лаборатория в Париже, в Германии — Государственное физико-техническое бюро в Берлине и т. д.] обладает

¹⁾ В случае, когда рассматриваемая поверхность есть совершенная диффузная поверхность (по поглощающая) $\mathfrak{H}$ равняется освещенности $\mathfrak{E}$ и $\mathfrak{B}$ равняется $\frac{\mathfrak{E}}{\pi}$. См. Fabry, § 8.

²⁾ Для обозначения визуальных величин мы будем употреблять латинские буквы.

³⁾ Или, по крайней мере, захватывающих спектральную область, достаточно узкую, для того, чтобы дать глазу ощущение одного и того же цвета.

⁴⁾ Не всегда так обстоит дело в фотометрии: в некоторых фотометрических измерениях приходится оценивать глазом равенство двух монохроматических потоков, но принадлежащих к одной и той же области спектра; в таких случаях измерения становятся довольно ненадежными и характеризуются гораздо меньшей точностью, чем в случае сравнения двух потоков одного цвета. Мы вынуждены будем сказать об этом в связи с вопросом об измерении фактора видимости глаза для различных частей спектра. В оптической пирометрии всегда избегают сравнивать два световых потока разного цвета.

⁵⁾ Более подробные сведения по этому вопросу можно найти в работе Ch. Fabry, цитированной выше, (§ 8), и в небольшой книжке Biala, Rayonnement, principes scientifiques de l'éclairage, Armand Colin, à Paris. Символы, употребляемые в нашем изложении, приняты Международным конгрессом по освещению, Женева, июль 1924. См. также книжку С. О. Майзель, Свет и зрение, 1932. Применяемые в СССР обозначения утверждены Всесоюзным комитетом по стандартизации.

несколькими из таких ламп, которые взаимно контролируются. Единица световой интенсивности, определенная при помощи таких ламп, известна с точностью, которой в настоящее время характеризуются фотометрические сравнения, т. е. 3—4 на тысячу.

Необходимо, во всяком случае, иметь в виду, что такая точность достигается только в случае сравнения эталонов между собой, т. е. в случае ламп, свет которых обладает почти одинаковым спектральным составом. Это уже не будет иметь места, даже когда сравнивают эти лампы с угольной нитью с лампами, имеющими металлическую нить, свет которых заметно отличается по спектральному составу (более богат фиолетовыми лучами). Трудности еще более возрастают, когда дело касается оценки в свечах интенсивности почти монохроматической части спектра какого-нибудь источника. Мы увидим, далее, как разрешаются эти трудности.

2) Световой поток (F). Единица светового потока есть поток, посылаемый источником в одну свечу внутри телесного угла, равного единице. Она носит название люмен.

3) Освещенность (E) поверхности. Это есть величина светового потока, получаемого единицей поверхности:

$$E = \frac{F}{s}.$$

Если, в частности, дело идет о поверхности, освещенной нормально источником интенсивности I , расположенным на расстоянии r , то освещенность выражается в виде:

$$E = \frac{I}{r^2},$$

ибо $F = I\Omega$ и $s = r^2\Omega$, если Ω — телесный угол, стягиваемый освещенной площадью.

Единицы. Люкс — один люмен на 1 м^2 или 1 свеча на расстоянии 1 м.

Фот — один люмен на 1 см^2 или 1 свеча на расстоянии 1 см.

Величины светимость и яркость в случае источника конечных размеров определяются так же, как мы это делали для соответствующих энергетических величин.

Светимость (R) светящейся поверхности. Это есть полный световой поток, испускаемый единицей поверхности источника по всем направлениям (в наружную полусферу):

$$R = \frac{F}{s}.$$

Она выражается в люменах на 1 см^2 .

Яркость (B) поверхности в данном направлении. Яркость поверхности в данном направлении есть отношение световой интенсивности, испускаемой в этом направлении к площади, получаемой путем проектирования этой поверхности на плоскость, перпендикулярную

к рассматриваемому направлению (§ 8). Мы будем выражать яркость в свечах на 1 см^2 ; эта единица яркости называется стильб¹⁾.

Это определение сохраняет, очевидно, силу как для поверхности самосветящейся (накаленное тело), так и для поверхности несветящейся (отражающая поверхность, освещенная источником), равно как и для изображения источника, даваемого какой-нибудь оптической системой.

Понятие яркости поверхности играет фундаментальную роль в визуальных наблюдениях, ибо она характеризует воздействие на ретину глаза, точнее, определяет освещенность изображения на ретине.

Действительно, легко показать, что когда глаз наблюдает одновременно две излучающие поверхности, то *отношение освещенностей обоих изображений на ретине равно отношению яркостей рассматриваемых поверхностей*.

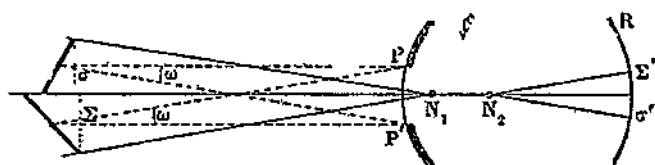


Рис. 6.

PP' — зрачок глаза; R — ретина; N_1, N_2 — узловые точки глаза.

Первая поверхность σ (рис. 6), имеющая яркость B , посылает через зрачок PP' глаза световой поток:

$$F = B\omega;$$

этот поток распределяется на поверхности (σ') изображения на ретине, освещенность которого имеет, следовательно, значение:

$$E = B\omega \frac{\sigma}{\sigma'}.$$

Аналогично, освещенность E' изображения, даваемого поверхностью Σ , имеет значение:

$$E' = B'\omega \frac{\Sigma}{\Sigma'};$$

отношения $\frac{\sigma}{\sigma'}$ и $\frac{\Sigma}{\Sigma'}$, очевидно, равны, так что имеем:

$$\frac{E}{E'} = \frac{B}{B'}.$$

¹⁾ Это означает, что световой источник яркости B , проекция которого на плоскость, перпендикулярную к поверхности испускания, имеет поверхность $\sigma \text{ см}^2$, испускает столько же, сколько испускает источник, точечный или неточечный, интенсивность которого равна σB свечей. В телесный угол ω такой источник испускает поток, равный $B\omega$ люмен.

Предшествующие рассуждения представляют собой отправную точку всех пирометрических измерений, основанных на количественном изучении излучения источника ¹⁾.

II. Кривые спектрального распределения энергии или света, испускаемого источником. Пирометрические измерения имеют смысл только тогда, когда они прилагаются к световым источникам, обладающим сплошным спектром (накаленные твердые тела, солнце, черное тело). Излучение таких источников состоит из абсолютно сплошной (без перерывов) совокупности излучений, в которой представлены все длины волн.

Для изучения спектрального распределения такого излучения рассматривают совокупность излучений, заключенных между двумя соседними длинами волн λ и $\lambda + d\lambda$; элементарный поток энергии $d\Phi$, испускаемый источником в этом малом спектральном интервале, пропорционален $d\lambda$ и может быть представлен в виде:

$$d\Phi = y_{\lambda} d\lambda.$$

Спектральные энергетические кривые или кривые распределения энергии по спектру. Для того чтобы определить спектральную кривую энергии, необходимо рассмотреть светимость или яркость в данном направлении.

Общее излучение, испускаемое 1 см^2 источника во всех направлениях и для всех длин волн (светимость $\mathcal{R}$), может быть разложено на спектральные участки.

Если обозначим через $d\mathcal{R}$ элемент энергии, соответствующий интервалу от λ до $\lambda + d\lambda$, то можно написать:

$$d\mathcal{R} = r_{\lambda} d\lambda.$$

Спектральная кривая энергетической светимости получится, если нанести по оси абсцисс значения λ , а по оси ординат значение коэффициента r_{λ} . Площадь, заключенная между этой кривой и осью абсцисс, представляет полную энергетическую светимость источника.

Можно, следовательно, написать:

$$\mathcal{R} = \int_0^{\infty} r_{\lambda} d\lambda.$$

Совершенно таким же образом можно рассматривать полную энергетическую яркость $\mathcal{B}$ в данном направлении и разлагать ее на спектральные элементы $d\mathcal{B}$:

$$d\mathcal{B} = b_{\lambda} d\lambda$$

¹⁾ Мы оставляем в стороне пирометрические измерения, основанные на отождествлении цвета излучений, испускаемых объектами с сравнимыми источниками.

Спектральную кривую энергетической яркости в данном направлении получим, откладывая по абсциссам значения λ , а по ординатам значения b_λ . Как и выше, получим:

$$\mathfrak{B} = \int_0^\infty b_\lambda d\lambda.$$

Коэффициенты ϵ_λ и b_λ зависят, очевидно, от выбора единицы, в которой измеряются длины волн. Мы будем называть эти кривые кривыми спектральной энергетической светимости и спектральной энергетической яркости; в дальнейшем длины волн всегда будут выражаться в микродах.

На основании всего изложенного энергия, поглощаемая за 1 секунду видимым элементом поверхности $d\sigma$ в телесный угол $d\omega$ при длине волны, лежащей между λ и $\lambda + d\lambda$, выражается:

$$d\mathfrak{B} = b_\lambda d\lambda d\sigma d\omega^1).$$

12. Спектрометрические измерения. Может быть, будет излишним указать на те трудности, которые встречаются при построении этих спектральных кривых энергии. Для спектрального научения наибольшее преимущество могла бы представить дифракционная решетка: действительно, она давала бы спектр, в котором абсциссы пропорциональны длинам волн (нормальный спектр). Но такая решетка позволяет получить только слабо интенсивные спектры; поэтому приходится пользоваться призмами (кварц, флюорит, каменная соль) возможно более прозрачными для инфракрасной части спектра. Призма не дает нормального спектра, так что приемник постоянной ширины, передвигаемый по спектру, не будет вырезать постоянного по длинам волн участка $d\lambda$. Вычисление вырезаемого для каждой длины волны участка $d\lambda$ (редукция к нормальному спектру) предполагает, что закон дисперсии призмы, вплоть до крайних инфракрасных лучей, известен с большой точностью. Кроме того, вещество призмы поглощает, и притом в неодинаковой степени, различные радиации, так что необходимо также полное исследование этой абсорбции. Дело осложняется еще и тем обстоятельством, что обычно применяемые приемники (пластинка зачерненной платины или копеечный приемник), нагревание которых измеряется, сами поглощают излучение избирательным путем.

Отсюда ясно, что такие измерения могут предприниматься только в специально оборудованных лабораториях²⁾.

1) Величина b_λ , которую мы называем спектральной энергетической яркостью, обозначалась ранее термином испускательная способность (в частности, в старых формулировках закона Кирхгофа); представляется необходимым отказать от этого названия для того, чтобы избежать путаницы с другой величиной, которую мы введем позже под этим самым именем (§ 53) (отношение между спектральной яркостью источника и яркостью черного тела при той же самой температуре).

2) Для наиболее полного ознакомления с подобными измерениями отсылаем читателей к специальному обзору: Soblenitz, Радиометрические инструменты и измерения;

Абсолютные и относительные измерения. В случае абсолютных измерений излучаемой энергии трудность заключается еще, сверх того, в необходимости точно измерять абсолютное значение (в ваттах) количества энергии, получаемое приемником.

Если ограничиться описанием относительных значений ординат кривой спектрального распределения источника, то измерение энергии в абсолютных единицах становится излишним, но закон дисперсии призмы спектрального аппарата и закон абсорбции в призме должны быть хорошо известны.

Наконец, если предполагается просто сравнительное изучение излучения двух источников, т. е. определение отношения ординат кривых спектрального распределения энергии, то можно обойтись без знания закона дисперсии и абсорбции призмы, равно как и без знания закона абсорбции приемника. Для одного и того же положения приемника в спектре, т. е. для одной и той же λ , отношение ординат относительных кривых обоих источников равно отношению нагревания приемника при последовательном помещении обоих сравниваемых источников перед щелью спектрографа. Мы еще встретимся с этим упрощающим обстоятельством при изучении относительных яркостей черного тела при различных температурах для одних и тех же длин волн (изохроматические кривые).

Предыдущие строки показывают, насколько важно обладать эталонным источником энергии, изучение которого в абсолютных единицах произведено с достаточной тщательностью. Простым сравнением с таким источником можно получить спектральные кривые энергии для всякого другого источника, не выполняя абсолютных измерений. Эти эталонные источники (лампы накаливания с вольфрамовым волоском) представляют такую же ценность и в визуальной спектрофотометрии, и мы скажем о них подробнее далее (гл. XIX).

13. Спектральное распределение видимого света, испускаемого каким-либо источником. Кривые видимости. Человеческий глаз чувствителен только к небольшому участку спектра излучений, заключенному между $0,400 \mu$ и $0,750 \mu$, так что изучение источника, посредством глаза, может относиться только к этому узкому отрезку длин волн.

В этом случае, так же как и при энергетическом изучении, для получения спектрального распределения видимого света, испускаемого источником, визируют для каждой длины волны спектральный участок от λ до $\lambda + d\lambda$ и для этого участка определяют соответствующую яркость dB (dB выражается в свечах на 1 см^2). Мы оставляем пока в стороне трудности, связанные с оценкой в свечах (определенных для лампы с белым излучением) интенсивности спектрального монохроматического участка.

dB может быть выражено в виде:

$$dB = b_\lambda d\lambda.$$

«*Jour. Opt. Soc. Amer.*», 5, 259, 1921, в котором имеется также весьма полный библиографический указатель по данному вопросу (спектрометры, термостатизация, болометры, радиометры, радиомикрометры, гальванометры и источники излучения, применяемые в спектро-радиометрии).

Коэффициент b_λ будет называться видимой спектральной яркостью (или видимостью).

Это есть величина, даваемая непосредственно измерениями с помощью монохроматического оптического пирометра.

Если на оси абсцисс отложить длины волн λ , а по оси ординат коэффициент b_λ , то получим кривую спектрального распределения света, испускаемого источником (кривая видимости). Эта кривая всегда стремится асимптотически к нулю, по мере приближения к крайним границам чувствительности глаза.

Непосредственное построение такой кривой видимости встречается с теми же самыми трудностями, как и построение абсолютной кривой спектрального распределения энергии; такое построение предполагает известным закон дисперсии призмы спектрального аппарата.

Замечания, сделанные относительно энергетических измерений, приложимы, очевидно, и здесь; вопрос значительно упрощается, если ограничиться сравнением изучаемого источника и эталонного источника, ординаты кривой видимости которого известны в абсолютных единицах. В этом случае сравнение сводится к классическим спектрофотометрическим измерениям¹⁾, т. е. к сравнению двух монохроматических яркостей одного и того же цвета.

Суммарная яркость источника B выражается площадью, заключенной между кривой видимости и осью абсцисс, так что можно написать соотношение:

$$B = \int_0^\infty b_\lambda d\lambda.$$

При этом важно отметить, что предшествующее соотношение предполагает неявно следующий физиологический постулат, который мы в дальнейшем и будем применять: световые потоки, каков бы ни был их цвет или их спектральный состав, попадали на одну и ту же область сетины, складываются арифметически.

14. Отношение между энергетическими и световыми величинами. Факторы видимости глаза. Один и тот же лучистый поток, монохроматический или сложного состава, может быть выражен как поток энергии (в ваттах) или как световой поток (в люменах). Представляется в высшей степени важным найти соотношение, существующее между оценкой, сделанной при помощи тех и других единиц.

Факторы видимости. Рассмотрим сначала случай монохроматического потока длины волны λ . Иначе говоря, предположим, что мы вырезаем из сплошного спектра излучения какого-нибудь источника²⁾ спектральный участок от λ до $\lambda + d\lambda$ и что мы измеряем поток, соответ-

¹⁾ По этому же см.: Gh. Fabry, loc. cit.; Gibson, Dictionary of applied physics. Glazebrook (Vol. IV) (Mc Millan Co., N. W. 1923). Отчеты спектрофотометрического комитета Американского оптического общества 1922—1923—1924; «Journ. Opt. Soc. Amer.», 10, 169, 1924; «Journ. Opt. Soc. Amer.», 11, 357, 1925.

²⁾ Последующее относится также к монохроматическому источнику длины волны λ ; впрочем K_λ таким образом определенное, очевидно, не зависит от интервала $d\lambda$, принятого для измерений.

отвующий этому участку один раз в ваттах (Φ), а другой раз в люменах (F). Отношение

$$\frac{F \text{ (люмен)}}{\Phi \text{ (ватт)}} = K_{\lambda}$$

измеряет величину, которую мы назовем фактором видимости (K_{λ}) глаза для радиации λ ¹⁾.

Величина фактора видимости зависит от λ . Она стремится к нулю на границах видимого спектра и достигает максимума K_0 для длины волны 0,555 μ (по новейшим измерениям).

Во многих случаях величина, которую интересно и достаточно знать, есть отношение $\frac{K_{\lambda}}{K_0} = V_{\lambda}$, которое мы будем называть относительным фактором видимости (для длины волны λ).

Наиболее удобный способ изображения факторов видимости глаза состоит в построении кривой относительной видимости, для чего по ординатам откладывают значения V_{λ} , а по абсциссам λ . Кривая эта имеет максимум, равный единице, при $\lambda = 0,555 \mu$.

Исходя из этой кривой, мы получим абсолютные значения факторов видимости K_{λ} , умножая ординаты кривой на K_0 . Величина $m = \frac{1}{K_0}$, обратная K_0 , представляет собою число ватт, соответствующее одному люмену для $\lambda = 0,555 \mu$. Эта величина m получила название механического эквивалента света.

15. Измерения факторов видимости. В принципе эти измерения состоят из относительных измерений энергетического потока и потока светового, приводящих к знанию относительных значений факторов видимости; эти относительные измерения пополняются затем абсолютными измерениями механического эквивалента света, для получения которого измеряют для света, близкого к 0,555 μ , световой поток (в люменах), соответствующий спектральному участку $d\lambda$, и энергетический поток (в ваттах), соответствующий тому же самому спектральному интервалу.

Для измерения относительных значений факторов видимости пользуются следующим методом: для двух спектральных участков длины волны λ_1 и λ_2 мы имеем, согласно определению,

$$\begin{aligned} F_{\lambda_1} &= K_{\lambda_1} \Phi_{\lambda_1}, \\ F_{\lambda_2} &= K_{\lambda_2} \Phi_{\lambda_2}, \end{aligned}$$

где Φ_{λ_1} , Φ_{λ_2} , F_{λ_1} и F_{λ_2} представляют собою соответственно энергетические и световые потоки.

Из написанных выше равенств следует:

$$\frac{F_{\lambda_1}}{F_{\lambda_2}} = \frac{K_{\lambda_1}}{K_{\lambda_2}} \cdot \frac{\Phi_{\lambda_1}}{\Phi_{\lambda_2}} \quad \text{или} \quad \frac{K_{\lambda_2}}{K_{\lambda_1}} = \frac{F_{\lambda_1}}{F_{\lambda_2}} \cdot \frac{\Phi_{\lambda_2}}{\Phi_{\lambda_1}}.$$

¹⁾ Применяемые обозначения и символы приняты Международным конгрессом по оптометрии, Женева 1924. Английский термин «Visibility factors», французский — «facteurs de visibilité».

Отношение $\frac{K_{\lambda_1}}{K_{\lambda_2}}$ получается, таким образом, при помощи относительного измерения энергетических потоков $\left(\frac{\Phi_{\lambda_1}}{\Phi_{\lambda_2}}\right)$ и относительного измерения световых потоков $\left(\frac{P_{\lambda_1}}{P_{\lambda_2}}\right)$.

Первое из этих значений может считаться известным, если пользоваться источником, предварительно изученным в радиометрической лаборатории; второе отношение получается при помощи относительного измерения световых потоков, о котором мы скажем несколько слов ¹⁾.

Дело сводится к сравнению двух световых потоков различного цвета. При этом приняты два главных метода: метод мерцающего фотометра (флимер-фотометр) и метод уравнивания яркостей двух соседних полей ²⁾.

В первом из этих методов на сетине глаза заставляют последовательно запечатлеваться изображения, обоих сравниваемых источников. Если последовательность изображений осуществляется с подходящей быстротой и источники имеют одинаковую яркость, то ощущение мельканий исчезает.

Такие измерения выполняются с точностью приблизительно в 1%, каков бы ни был цвет каждого из источников.

Классический метод уравнивания двух соседних полей может обеспечить гораздо большую точность в том случае, когда оба сравниваемые поля одного цвета; он становится заведомо плохим, если речь идет о сравнении двух полей, сильно различающихся по цвету (например, красное и зеленое). Его можно все же применить для интересующей нас цели, сравнивая шаг за шагом последовательные оттенки (step by step method). Этот метод, в котором ошибки накапливаются, даст тем не менее чрезвычайно хорошее согласие с методом мельканий, как это показали новые измерения Гибсона и Тиндалля ³⁾.

Кривые относительной видимости различаются довольно значительно при переходе от одного наблюдателя к другому. Таким образом для того, чтобы иметь среднюю кривую, необходимо распространять измерения на весьма большое число наблюдателей. Гибсон и Тиндалль сопоставили свои личные измерения с измерениями, выполненными ранее. Совокупность измерений, охватывающих около 300 наблюдателей, графически изображена на рис. 7. Значения, получаемые из этой кривой, воспроизводимые в конце книги (табл. 72), были приняты, в качестве нормальных, Международным конгрессом по электричеству, происходившим в Женеве в 1924 г.

Важно отметить, что некоторые наблюдатели могут обладать кривой видимости, довольно значительно отличающейся от средней кривой, особенно для краев видимого спектра.

¹⁾ При измерениях надо учитывать также спектральную пропускную способность спектрофотометра, применяемого при измерениях.

²⁾ Подробно см. уже упомянутые курсы фотометрии и курсы физики.

³⁾ Gibson and Tyn dall, «Brit. Stand. Sc. Pap.» № 475, Bull., 19, 131, 1923. Для сопоставления с подробностями и обсуждением результатов отсылаем к этой чрезвычайно важной работе. В ней указана также и вся библиография вопроса.

Для этого достаточно помножить все ординаты спектральной кривой энергии на соответствующие значения K_λ (или $\frac{V_\lambda}{m}$).

Во многих случаях оказывается достаточно знать относительные значения ординат кривой видимости; в таком случае достаточно умножить ординаты спектральной кривой энергии на соответствующие значения V_λ (табл. 72)¹⁾.

17. Световая эффективность излучения источника (эффективность). Так называется отношение полного светового потока F (в люменах) к полному энергетическому потоку Φ (в ваттах), испускаемому источником²⁾.

Φ — равняется площади спектральной кривой энергии³⁾ источника, которая может быть выражена в форме интеграла:

$$\Phi = \int_0^\infty b_\lambda d\lambda,$$

F — равняется площади кривой видимости источника, которую можно написать в виде:

$$F = \int_0^\infty b_\lambda K_\lambda d\lambda,$$

Отсюда световая эффективность излучения выражается:

$$\frac{\int_0^\infty b_\lambda K_\lambda d\lambda}{\int_0^\infty b_\lambda d\lambda}, \quad \text{или, иначе:} \quad \frac{1}{m} \frac{\int_0^\infty b_\lambda V_\lambda d\lambda}{\int_0^\infty b_\lambda d\lambda}.$$

Вычислить такие отношения можно было бы, измеряя графически площади кривой энергии и кривой видимости; гораздо удобнее, и притом без всякого уменьшения точности, рассматривать длины волн возрастающими шагами, через 10 мμ⁴⁾, и образовать для всех этих длин

волн суммы: $\sum_0^\infty b_\lambda K_\lambda$ и $\sum_0^\infty b_\lambda$. Частное от деления этих двух количеств

¹⁾ Ниже (§ 41) мы приводим подобные кривые, относящиеся к черному телу.

²⁾ Мы будем иметь ниже случай научить световую эффективность различных источников (лампы накаливания при различных температурных режимах); эта световая эффективность (отдача), выражаемая в люменах на ватт, получается путем деления фотометрически измеренного светового потока, испускаемого лампой, на электрическое потребление лампы, выраженное в ваттах.

³⁾ В дальнейшем, из технических соображений, мы сохраним латинскую букву b для энергетических величин; опасность путаницы со световыми величинами исключается, ибо переход к ним делается при помощи коэффициента K_λ , так что b_λ (световая) = $K \cdot b_\lambda$ (энергетическая). Кроме того, мы опускаем также геометрические факторы ($\sigma\Omega$) (см. § 8), общие для выражений Φ и F и поэтому не существенные в искомом отношении.

⁴⁾ Или через 20 мμ, если не гнаться за очень большой точностью.

я даст искомое отношение. Мы еще встретимся с этим способом вычисления в весьма большом числе аналогичных случаев ¹⁾.

18. Вычисление коэффициента суммарной пропускваемости окрашенного фильтра. В шпротрии нередко применяют цветные фильтры, пропускающие лишь малую часть спектра измеряемого источника (чаще других применяются красные фильтры). Знание коэффициента суммарной пропускваемости τ может быть весьма полезно. Этот коэффициент пропускваемости определяет собой *отношение светового потока, посылаемого светящимся источником в глаз сквозь цветной фильтр, к световому потоку, который источник посылает в глаз, когда фильтр устранен*. Вычисление этого отношения предполагает, очевидно, знание коэффициента пропускваемости τ_λ экрана для каждой длины волны ²⁾ и знание спектральной кривой энергии источника (b_λ в функции λ).

Полный световой поток, посылаемый источником в глаз в отсутствии фильтров, выражается через

$$\int_0^\infty b_\lambda K_\lambda d\lambda.$$

Поток, прошедший сквозь фильтр, имеет значение:

$$\int_0^\infty b_\lambda K_\lambda \tau_\lambda d\lambda.$$

Отсюда суммарный фактор пропускваемости τ выражается так:

$$\tau = \frac{\int_0^\infty b_\lambda K_\lambda \tau_\lambda d\lambda}{\int_0^\infty b_\lambda K_\lambda d\lambda}.$$

Так как K_λ встречается в числителе и в знаменателе, то получим тот же результат, используя значение V_λ . Вычисление отношения можно выполнить, как и в предыдущем примере. Заменяя непрерывную последовательность длин волн скачками через 10 mμ и вычисляя суммы

$\sum_0^\infty b_\lambda V_\lambda$ и $\sum_0^\infty b_\lambda V_\lambda \tau_\lambda$, найдем:

$$\tau = \frac{\sum_0^\infty b_\lambda V_\lambda \tau_\lambda}{\sum_0^\infty b_\lambda V_\lambda}.$$

¹⁾ Ниже (§ 111, рис. 41) мы даем значения световой отдаче черного тела, вычисленные указанным способом.

²⁾ Этот коэффициент легко может быть получен из спектрофотометрических измерений. Мы даем ниже методы определения коэффициентов пропускваемости.

Конечно, фактор суммарной пропускаемости τ изменяется с природой излучения. В случае черного тела этот фактор τ меняется, как мы увидим, вместе с температурой излучения.

При вычислении τ и аналогичных величин, изображаемых в виде отношения, можно по произволу выбрать относительные величины b_λ . В частности, если источник — черное тело, то значения b_λ^0 , которые нужно ввести в вычисления, даны в табл. 63.

Глава III.

Оптические свойства тел. Черное тело. Закон Кирхгофа.

19. Оптические свойства тел (отражение, поглощение, пропускание). Когда поток энергии (или световой поток) падает на тело, часть этого потока отбрасывается в направлении, отличном от направления падающего потока; мы называем ее отраженным потоком¹⁾. Другая часть падающего потока, пройдя тело, продолжает свой первоначальный путь; мы называем ее прошедшим потоком. Наконец, часть упавшего потока поглощается внутри тела; ее мы называем поглощенным потоком.

Придерживаясь определений и обозначений, принятых Международным конгрессом по освещению (Женева 1924), мы будем называть коэффициентом отражения (ρ) отношение отраженного потока к падающему потоку, коэффициентом пропускания (τ) отношение пропущенного потока к падающему и коэффициентом поглощения (α) отношение поглощенного потока к падающему.

Рассмотрим сначала случай монохроматического потока, заключенного в интервале длин волн от λ до $\lambda + d\lambda$.

Для такого потока мы можем определять все предшествовавшие коэффициенты как коэффициенты для длины волны λ . Обозначим их соответственно через ρ_λ , τ_λ и α_λ . По поводу этих коэффициентов надлежит сделать одно замечание; значение их остается одним и тем же как для энергетического, так и для светового потока. Действительно, для перехода от потока энергии (идет ли дело о первичном или измененных потоках) к соответствующему световому потоку достаточно умножить первый на фактор видимости глаза для излучения λ , который сократится при образовании отношений. Коэффициенты ρ , τ и α в случае сложного потока называются суммарным коэффициентом отражения и т. д.

Рассмотрим один из этих коэффициентов, например суммарный коэффициент пропускания для случая источника со сложным светом, энергетическая яркость которого в спектральном интервале от λ до $\lambda + d\lambda$, имеет значение $b_\lambda d\lambda$. Множитель τ будет, согласно определению, отно-

¹⁾ Под этим названием мы объединяем поток, правильно отраженный, и поток, рассеянный диффузно во всех направлениях.

нением значения пропущенного сквозь тело потока: $\int_0^\infty b_\lambda \tau_\lambda d\lambda$ к значению падающего потока: $\int_0^\infty b_\lambda d\lambda$:

$$\tau_{\text{энерг}} = \frac{\int_0^\infty b_\lambda \tau_\lambda d\lambda}{\int_0^\infty b_\lambda d\lambda}.$$

Мы уже приводили выше выражение коэффициента пропускемости для светового потока:

$$\tau_{\text{свет}} = \frac{\int_0^\infty b_\lambda \tau_\lambda V_\lambda d\lambda}{\int_0^\infty b_\lambda V_\lambda d\lambda}.$$

В отличие от того, что имеет место для монохроматических коэффициентов пропускемости, оба приведенные выше значения суммарных коэффициентов пропускания различны. Каждое из этих значений есть также функция кривой спектрального распределения энергии, исходящей из источника. То же относится и к другим коэффициентам ρ и α .

Излучение не изменяет длины волны при отражении и преломлении. Если рассматривать поток, заключенный по длине волн между λ и $\lambda + d\lambda$, полная энергия которого отражается, поглощается или пропускается, то мы должны иметь следующее равенство:

$$\alpha_\lambda + \rho_\lambda + \tau_\lambda = 1.$$

Это равенство применимо в одинаковой степени также и для любого сложного потока, так что между коэффициентами α , ρ и τ , определенными выше, должно существовать соотношение:

$$\alpha + \rho + \tau = 1.$$

20. Стеклоинное отражение. Под названием стеклянного отражения понимают явление отражения, происходящее на границе раздела двух прозрачных или слегка абсорбирующих сред. Мы ограничимся конкретным случаем, когда одна из сред есть пустота или воздух, а другая — какое-нибудь прозрачное вещество (обыкновенное стекло) или вещество, слегка поглощающее свет (нейтральное или цветное стекло). Предположим, сверх того, что падающий свет не поляризован и что падение нормальное.

При этих условиях (как для случая перехода воздух — стекло, так и обратно) найдем, что коэффициент отражения, согласно классическим формулам Френеля, выражается в виде:

$$\rho = \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2,$$

где n обозначает показатель преломления (стекло — воздух) для рассматриваемого падающего света.

Для обыкновенного стекла, показатель преломления которого мало меняется при переходе от цвета к цвету, мы можем избрать среднее значение показателя преломления ($n=1,55$, например); отсюда получим, что коэффициент отражения падающего сложного света равняется приблизительно 0,04.

Другими словами, $\frac{1}{100}$ света отражаются на поверхности раздела, $\frac{96}{100}$ проникают во вторую среду. Коэффициент пропускания τ такой поверхности может быть написан в форме:

$$\tau = 1 - \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2 = \frac{4n}{(n+1)^2}.$$

21. Металлическое отражение. Металлическое отражение есть правильное отражение, происходящее на полированной поверхности крайне сильно поглощающей среды, например на полированном металле, для которого поглощение оказывается полным в крайне тонком слое (например, в слое серебра, применяемого для серебрения поверхностей). В такой среде весь свет, прошедший через поверхности, поглощается, так что пропускаемая часть равняется нулю ($\tau=0$). Поэтому для указанных сред между коэффициентами α и ρ существует соотношение:

$$\alpha + \rho = 1,$$

сохраняющее силу, какова бы ни была природа падающего света.

На таких полированных металлических поверхностях коэффициент отражения ρ имеет, вообще говоря, весьма высокие значения. Так как эти поверхности играют роль зеркал в пирометрических телескопах для суммарной радиации, то мы приводим в качестве примера значения ρ , для различных металлов и различных длин волн при обычной температуре (табл. 6)¹⁾.

Таблица 6. Коэффициенты отражения различных полированных металлов и графита в функции длины волны при обыкновенной температуре

	0,25μ	0,32μ	0,40μ	0,5μ	0,6μ	0,7μ	1μ	2μ	3μ	4μ	10μ	15μ	25μ
Сталь . . .	0,33	0,41	0,49	0,55	0,56	0,58	0,63	0,77	0,83	0,88	0,94	0,97	—
Серебро . . .	0,34	0,04	0,82	0,91	0,92	0,91	0,97	0,97	0,97	0,93	0,99	0,99	—
Золото . . .	0,39	0,27	0,28	0,47	0,84	0,92	0,97	0,97	0,97	0,98	0,98	0,98	0,99
Никель . . .	0,34	—	0,50	0,61	0,65	0,68	0,73	0,88	0,88	0,92	0,94	0,96	—
Графит . . .	—	—	0,21	0,22	0,23	0,24	0,27	0,43	0,43	0,47	0,59	—	—

Ниже мы укажем на чрезвычайно важную роль, которую играют коэффициенты α и ρ в излучении металлов.

Отметим пока вскользь, что коэффициент отражения ρ металла измс-

¹⁾ См. кривые в работе Fabry, l. c., стр. 99. При описании пирометра для суммарной радиации (§ 230) будут указаны значения суммарного коэффициента отражения зеркала для различных температур излучающего черного тела.

няется чрезвычайно значительно, когда металл теряет свою полировку, в частности, когда его подвергают прогреву при высокой температуре в течение более или менее продолжительного времени ¹⁾.

22. Диффузное отражение непрозрачных тел. Диффузным называют отражение, если оно происходит не по одному определенному направлению, как в случае зеркального (металлического) отражения, а по всем направлениям. Это явление наблюдается на весьма разнообразных телах, поверхность которых матирована или гранулирована (платиновая чернь, сажа, графит, окислы никеля, железа, кобальта, хрома, твердые огнеупорные вещества, матированные или неполированные металлы). Для этих тел, непрозрачных уже в очень тонком слое, мы также имеем между коэффициентом диффузного отражения ρ_λ ²⁾ и коэффициентом поглощения α_λ соотношение:

$$\rho_\lambda + \alpha_\lambda = 1.$$

В табл. 7 собраны значения суммарных коэффициентов отражения ρ некоторых твердых тел, с которыми нам придется иметь дело при изучении излучения тел.

Таблица 7. Коэффициенты диффузного отражения (выраженные в процентах) некоторых тел при обыкновенной температуре для различных длин волн излучений ³⁾.

Вещество	$\lambda_m = 0,91\mu$ ⁴⁾	$\lambda_m = 1,3\mu$ ⁴⁾	$\lambda_m = 24\mu$ ⁴⁾
Сажа	—	1,28—1,30	около 1,65
Платиновая чернь	около 0,90	1,30—1,40	» 1,8
Фарфор	—	—	» 58,5
Смесь окислов Cr и Co	—	—	» 7,1
Та же смесь при 900° C	—	—	» 12,3

Для тел с малым коэффициентом отражения, в частности для сажи и платиновой черни, наблюдаемые значения весьма непостоянны в зависимости от метода приготовления этих тел, как это видно из табл. 8, заимствованной из работы Коблентца ⁵⁾.

Таблица 8. Значения коэффициентов отражения (ρ_λ) (в процентах) для различных образцов сажи и платиновой черни, как функция длины волны.

Тело	Способ приготовления	$\lambda = 0,95\mu$	$\lambda = 4,4\mu$	$\lambda = 8,8\mu$	$\lambda = 24\mu$
Сажа	Свеча	1,02	0,93	1,07	4,1
»	То же	1,01	1,36	1,23	—
»	Капгора	1,30	0,95	1,65	5,7
»	Ацетилен	0,82	0,92	1,12	3,0
»	То же	0,42	0,71	—	—
Платинов.	Химич. осаждение	2,5	6,8	8,7	12,1
чернь	Электролит. метод	1,0	1,7	3,6	7,5
»	То же	1,2	8,8	13,2	—

¹⁾ По всем вопросам, касающимся металлического отражения, мы отсылаем к классическому труду Fabry, *Photométrie* (I. c.).

²⁾ Этот коэффициент называется также альбедо.

³⁾ Coblenz, «Bur. Stand. Bull.», 12, 523 (1916).

⁴⁾ Излучение сложное, с максимумом интенсивности при λ_m . Излучение, для которого $\lambda_m = 2,4$ соответствует черному телу при температуре 1000° C.

⁵⁾ Coblenz, «Bur. Stand. Bull.», 9, 321 (1913), Коэффициенты диффузного отражения для различных материалов.

ляется толщина x_2 с пропусканием τ_2 , то совокупная толщина $x_1 + x_2$ обладает пропусканием, равной $\tau_1 \cdot \tau_2$ ¹⁾).

Существенно иметь возможность переходить от коэффициента пропускания τ слоя вещества толщиной x для длины волны λ к коэффициенту пропускания τ' другой толщины x' для той же длины волны λ . Из обоих выражений для τ и τ' :

$$\tau = e^{-kx}, \quad \tau' = e^{-kx'}$$

вытекает непосредственно соотношение:

$$\tau' = \tau^{\frac{x'}{x}},$$

или

$$\frac{\lg_{10} \tau'}{\lg_{10} \tau} = \frac{x'}{x},$$

Любое из этих выражений легко позволяет перейти от τ к τ' .

Кроме того, можно легко выполнить вычисление графически, пользуясь схемой, данной на рис. 8 ²⁾. Если, например, хотят перейти от пропускания пластины с толщиной, равной единице, к пропусканию пластины с толщиной, равной 1,5, то нужно начертить прямую $\frac{x'}{x} = 1,5$ (слэшная линия на рис. 8). Если, например, $\tau = 0,1$, то, проведя ординату AM через точку A , соответствующую $\tau = 0,1$, найдем значение τ' , даваемое точкой N . На оси Ox и Oy удобно отложить значения τ и τ' , так что искомое значение τ' сразу можно будет прочесть на диаграмме ³⁾.

Мы только что видели, что для толщины x абсорбирующего слоя удобно рассматривать десятичный логарифм коэффициента пропускания. Этой величине с измененным знаком дано название плотности (D).

Мы еще будем иметь случаи пользоваться этой характеристикой при изучении нейтральных стекол. Из вышенаписанного соотношения следует, что абсорбирующий слой имеет плотность, пропорциональную его толщине. Иными словами, если прикладывают один абсорбирующий слой к другому, то их плотности складываются.

Само собой разумеется, что от плотности D абсорбирующей пластины легко перейти к коэффициенту пропускания τ действительно:

$$\lg_{10} \tau = -D$$
 ⁴⁾ или $\tau = 10^{-D}$.

¹⁾ Это справедливо для монохроматического потока; для сложного потока это будет неверно, как мы увидим ниже.

²⁾ Нетрудно построить соответствующий график, пользуясь логарифмической бумагой. Репродукции подобных графиков опубликованы Американским бюро стандартов («Techn. Pap.» № 119 и 148).

³⁾ Во всем предыдущем изложении мы не учитывали отражений, имеющих место при входе и выходе из пластины (см. следующий параграф).

⁴⁾ Пусть, например, надо вычислить пропускание τ пластины, плотность которой 2,52. Имеем: $\lg_{10} \tau = -2,52 = -3,48$. По логарифмическим таблицам легко найдем: $\tau = 0,00302$.

Пластинка плотности 1 пропускает $\frac{1}{10}$ падающего света, для пластины плотности 2 коэффициент пропускваемости составляет $\frac{1}{100}$.

24. Коэффициент пропускваемости пластины с параллельными гранями. В случае пластины с параллельными гранями необходимо учитывать свет, отраженный с поверхности входа и выхода из пластины. Идет ли речь об абсорбирующей или прозрачной пластинке, доля света, прошедшего через отражающую поверхность, при условии нормального падения света, дается выражением:

$$\tau_1 = \frac{4n}{(n+1)^2}.$$

Для стекла со средним показателем преломления ($n=1,55$) мы вычислили выше значение τ_1 (около 0,96). Пластинка с параллельными гранями, сделанная из прозрачного стекла, обладает, следовательно, коэффициентом пропускваемости $\tau_2 = \frac{16n^2}{(n+1)^4} = 0,92^1$. В пирометрической практике нередко приходится вводить поправки, вызываемые отражением на прозрачных пластинках или на гранях оборотных призм, помещаемых между источником и оптическим монохроматическим пирометром. При вычислении этой поправки входит, как мы увидим, $\lg_{10} \tau$ (плотность, эквивалентная отражению). Ее значение для случая, рассмотренного выше ($\tau_2 = 0,92$), равно 0,036.

Рассмотрим теперь плоскопараллельную пластинку из абсорбирующего стекла (цветного или «нейтрального»). При вычислении пропускваемости такой пластинки в функции ее толщины мы пренебрегли отражением света на гранях входа и выхода, т. е. коэффициентом пропускания τ_2 , вычисленным выше.

Чтобы уточнить, каким образом этот фактор вводится в вычисление, вернемся к конкретному практическому случаю, уже рассмотренному выше: прямое спектрофотометрическое измерение дало для излучения λ полный коэффициент пропускваемости τ пластинки толщиной x из окрашенного стекла; требуется вычислить коэффициент τ' для пластинки из того же стекла толщиной x' (для той же длины волны λ).

Имеем:

$$\begin{aligned} \tau &= e^{-kx} \tau_2, \\ \tau' &= e^{-kx'} \tau_2. \end{aligned}$$

Таким образом отношение $\frac{\lg \tau'}{\lg \tau} = \frac{x'}{x}$, данное выше, должно быть заменено исправленным выражением:

$$\frac{\lg \frac{\tau'}{\tau_2}}{\lg \frac{\tau}{\tau_2}} = \frac{x'}{x},$$

¹⁾ Легко подсчитать, что количество света, вышедшее из пластинки, испытав двойное отражение (т. е. отразившегося от второй поверхности, вновь затем отраженного первой поверхностью и вышедшего, наконец, из пластины), будет ничтожно. Его значение равно $0,4 \times 0,4 \times 0,96 = 0,15\%$ (приблизительно) падающего света.

т. е. на практике, зная τ , мы для вычисления τ' должны найти $\frac{\tau}{0,92}$ (или $\tau \cdot 1,09$), его логарифм помножить на отношение $\frac{x'}{x}$ и по найденному таким образом значению $\lg \frac{\tau'}{0,92}$ найти τ' ¹⁾.

Если для вычисления τ' желают воспользоваться диаграммой рис. 8, то на оси Ox вместо количества τ надо брать величину, поправленную на отражение, т. е. $1,09 \cdot \tau$. Диаграмма дает в таком случае на оси Oy значение $\frac{\tau'}{0,92}$, искомое значение τ' получится умножением найденной величины на фактор 0,92.

Поправка, вводимая в этом вычислении, благодаря фактору τ_2 будет, очевидно, тем более ощутительна, чем меньше τ . Эта поправка не имеет места в случае, когда накладываются две абсорбирующие пластинки, для каждой из которых в отдельности известны коэффициенты пропускаемости для радиации λ . Совокупность обеих пластин обладает коэффициентом пропускаемости (измеренных или вычисленных) этих обеих пластин.

25. Кривые спектральной пропускаемости абсорбирующей среды. Суммарный коэффициент пропускаемости для сложного света. Все абсорбирующие тела имеют коэффициент поглощения, меняющийся с длиной волны; в частности это относится к цветным стеклам и к абсорбирующим «нейтральным» стеклам, часто применяемым в пиromетрии.

Для того чтобы изобразить это поглощение, меняющееся с длиной волны, было бы, очевидно, удобно отложить на кривой значения коэффициентов поглощения k в функции λ .

В работах, которые нас интересуют, мы всегда встречаем спектральные кривые, на ординатах которых отложены значения коэффициентов пропускаемости вещества, взятого в слое определенной толщины²⁾.

Из этих данных легко получить спектральную кривую пропускаемости для любой другой толщины поглощающего вещества, если применить для каждой длины волны соотношение, данное выше.

Для сложного падающего света получим суммарный коэффициент пропускаемости (световой) τ при помощи формулы, выведенной выше (§ 18), где τ_2 представляет коэффициент пропускаемости, отнесенный к применявшейся толщине вещества.

Важно заметить, что если накладывать друг на друга два или несколько слоев одного и того же абсорбирующего вещества, то суммарный коэффициент пропускаемости для сложного света, характеризующий совокупность слоев, не равен произведению коэффициентов пропускаемости, отнесенных к отдельным толщинам (§ 155).

¹⁾ Количество $\frac{\tau}{\tau_2}$, представляющее коэффициент пропускания, с поправкой на отражение, в работах, публикуемых Bureau of standards, носит название «transmittance».

²⁾ Основанием к такому изображению служит то обстоятельство, что эти значения получаются непосредственно из спектрофотометрических измерений, производимых на пластинке вещества определенной толщины.

26. Коэффициент пропускваемости «нейтрального» абсорбирующего стекла в комбинации с цветным фильтром. В дальнейшем мы часто будем встречаться с этим конкретным случаем. Если бы нейтральное стекло было строго нейтрально, т. е. абсорбировало в одинаковой степени радиацию всех длин волн, то его коэффициент пропускваемости был бы один и тот же для всех радиаций (как в случае вращающегося сектора или системы никелей).

В действительности, однако, все абсорбирующие нейтральные стекла, которые удается осуществить на практике, имеют достаточно сложную кривую поглощения и их коэффициент пропускваемости A_λ значительно меняется с изменением λ (§ 153).

В этом случае суммарный коэффициент пропускваемости нейтрального стекла вычисляется все же просто: это есть отношение светового потока, который проходит через комбинацию (нейтральное стекло + цветное стекло) к световому потоку, проходящему сквозь одно только цветное стекло. Для этого отношения легко получается выражение:

$$\tau_A = \frac{\int_0^\infty b_\lambda V_\lambda \tau_\lambda A_\lambda d\lambda}{\int_0^\infty b_\lambda V_\lambda \tau_\lambda d\lambda}.$$

(b_λ — яркость источника для длины волны λ , V_λ — фактор видности глаза, τ_λ — коэффициент пропускваемости цветного стекла для длины волны λ). Написанное выражение вычисляется, как было указано выше (§ 17).

Найденный таким образом коэффициент пропускваемости зависит, с одной стороны, от состава излучения источника (от температуры источника, если речь идет о черном теле), а с другой стороны, от спектральной кривой прозрачности цветного стекла, скомбинированного с нейтральным.

Для такого абсорбирующего стекла плотность не является строго пропорциональной толщине, даже когда оно скомбинировано с цветным, почти монохроматическим стеклом.

Мы еще вернемся к этому вопросу в связи с расположением, применяющимся для уменьшения (редукции) яркости источника (§ 155).

27. Черное тело. Понятие черного тела принадлежит к основным, встречающимся при изучении законов излучения. Этим названием обозначают тело, которое полностью абсорбирует любую падающую на него радиацию; иными словами, тело, коэффициент поглощения α_λ которого для любой длины волны равен единице.

Температура такого тела может быть достаточно высока, так что оно может заметно излучать; мы продолжаем называть его «абсолютно черным телом», лишь бы оно полностью поглощало всякое излучение, на него попадающее ¹⁾. В действительности, ни одно известное вещество не удовлетворяет вполне этому критерию; другими словами, невозможно найти совершенно черное тело. При обычной температуре платиновая

¹⁾ Это название черного тела, применяемое чаще всего к телу, которое само интенсивно светится, очевидно, не очень удачно выбрано. Было предложено заменить его названием «интегрального приемника» или, как мы увидим ниже, после изучения законов Кирхгофа, названием «интегрального излучателя», или «излучателя Планка».

чернь или сажа (копоть) при подходящей толщине слоя для видимой и ультрафиолетовой радиации обладает коэффициентом поглощения очень близким к 1 (около 0,99), но по мере того как длина волны возрастает, коэффициент абсорбции уменьшается и падает ниже 0,98 для длин волн, близких к 8 или 9 μ (табл. 8). Суммарный коэффициент поглощения, измеренный Кобленцом¹⁾, оказался равным 0,988 для платиновой черни и 0,988 для сажи.

Графит и аморфный уголь, которые можно нагревать до весьма высокой температуры, имеют коэффициент абсорбции, который даже в видимом свете, в красных лучах, не превосходит 0,90 (§ 72). Чтобы увеличить коэффициент абсорбции, огнеупорных материалов (огнеупорная глина, магнезия), приходится²⁾ покрывать их черным слоем стойких металлических окислов (окислы Fe, Co, Cr, Ni).

Эти вещества, довольно черные на вид, имеют коэффициенты поглощения, заметно отличные от 1, даже для красных лучей³⁾.

Как правило, коэффициенты поглощения уменьшаются по мере возрастания длин волн (§ 65).

Мы допустим тем не менее, что можно предполагать существование совершенно черных тел.

Замкнутая оболочка, снабженная небольшим отверстием. Сколь угодно совершенно черное тело удастся осуществить, пользуясь оболочкой довольно больших размеров, с непрозрачными стенками, внутренняя поверхность которых имеет коэффициент абсорбции, возможно более высокий; в оболочке проделывается отверстие, очень малое по сравнению с линейными размерами оболочки.

Легко сообразить, что пучок, проникший через отверстие, проделанное в стенке, испытывает на внутренней поверхности оболочки очень большое число отражений, причем каждое из этих отражений сопровождается значительной абсорбцией. Если отверстие имеет малое сечение, то часть падающего потока, которое сможет выйти из этого отверстия, окажется весьма незначительной. В известных случаях можно даже вычислить порядок величины той части падающего света, которой удастся выскользнуть из оболочки⁴⁾, и составить таким образом представление о коэффициенте поглощения, всегда чрезвычайно близкого к единице, которым обладает такая оболочка (§ 158). Даже для высоких температур, до которых нагревают оболочку, она продолжает играть роль совершенно черного тела.

Мы еще остановимся в дальнейшем на практических подробностях осуществления такой оболочки и на способах доведения ее до заданной достаточно однородной высокой температуры (гл. XV).

¹⁾ Coblenz, «Bur. Stand. Bull.», 15, 529 (1920).

²⁾ В частности, при изготовлении замкнутых оболочек, доводимых до высокой температуры, стенки которых изнутри должны быть, возможно хорошо абсорбирующими.

³⁾ См. таблицу испускающих способностей (табл. 65).

⁴⁾ Даже в случае шара или цилиндра из полированного металла (вычисление будет произведено для платины), при подходящем направлении падения, коэффициент поглощения не отличается от единицы более чем на 10^{-6} .

Соотношение между оптическими свойствами тел и их излучением.

28. Закон Кирхгофа. Всюду в дальнейшем мы будем рассматривать чисто термическое излучение, т. е. излучение, удовлетворяющее следующему основному условию (Кирхгоф): *Энергия, излучаемая исследуемым телом, должна быть полностью заимствована из собственного теплового запаса этого тела, а лучистая энергия, поглощенная телом, должна полностью превращаться в теплоту.*

Мы оставим в стороне некоторые исключения, в действительности весьма редкие, когда излучение твердых тел или газов (голубой конус горелки Бунзена, например) осложняется химическими и другими явлениями, которые вообще называются люминисценцией.

Уже давно было замечено, что различные тела, доведенные до одной и той же температуры, излучают количественно неодинаково (например, поверхность угля излучает гораздо сильнее, чем поверхность платины, доведенная до той же самой температуры). Некоторые физики (Ангстрем, Провостай и Дезен, Стюарт, Фуко) уже предугадывали тесную связь, которая должна существовать между испусканием и поглощением тел, но лишь на долю Кирхгофа (1860) выпала величайшая заслуга точно установить эту связь.

Для того чтобы ясно понять ход рассуждений, который привел Кирхгофа к открытию замечательного закона, посвящего его имя, изучим сперва несколько детальнее, что происходит внутри твердой замкнутой оболочки, стенки которой, непроницаемые для излучения, поддерживаются при вполне однородной и постоянной температуре T (в градусах Кельвина).

Эта оболочка может содержать тела, существенно различные по своим оптическим свойствам и форме (прозрачные, отражающие, непрозрачные)¹⁾. Когда вся система — оболочка и внутренние тела — достигнут одной и устойчивой температуры, то мы говорим, что оболочка и содержимое находятся в состоянии *лучистого равновесия*.

При этом, конечно, предполагается, что между различными частями оболочки происходит непрерывный обмен излучением. В частности, элемент стенки не только излучает внутрь, но и получает излучение от других частей оболочки. Если устраним этот элемент (проделав в стенке отверстие), то энергия, ранее воспринимавшаяся этим элементом, выйдет наружу из оболочки.

Простое термодинамическое рассуждение²⁾ показывает, что энергия, излучаемая сквозь какой-либо элемент поверхности стенки $d\sigma$ внутри телесного угла $d\omega$ для радиации, заключенной по длине волны между λ и $\lambda + d\lambda$, выражается

$$dW = b_{\lambda T}^0 \cdot d\lambda \cdot d\sigma \cdot d\omega,$$

¹⁾ Находящимися, само собою разумеется, в состоянии чисто термического излучения. Внутри оболочки не должно точно так же происходить никаких химических и тому подобных процессов.

²⁾ См., например, Bl a n c, loc. cit., стр. 15 или L ö r e n t z, Theorie der Strahlung, стр. 16.

причем эта величина не зависит от выбора элемента на поверхности, от направления излучения и от природы оболочки. Другими словами, мы можем сказать вместе с Кирхгофом: *Во всякой оболочке, непрозрачной для тепла и находящейся при постоянной температуре T , излучение не зависит от формы оболочки и природы находящегося в ней тела; это излучение характеризуется спектральной яркостью b_{λ}° , которая является функцией только λ и T ¹⁾.*

В частности, излучение, исходящее из оболочки через малое отверстие, имеет яркость, не зависящую от направления, т. е. подчиняется закону Ламберта.

Рассмотрим теперь одно из тел, помещенных внутри оболочки. В силу принципа Карно температура его не может ни увеличиться, ни уменьшиться, а это условно может быть, очевидно, выполнено только при условии, что тело излучает в окружающее пространство количество энергии, точно равное тому, которое оно поглощает из радиации, падающей на него от различных частей оболочки.

Иными словами, если B_T есть суммарная яркость помещенного внутри оболочки тела, а — его суммарный энергетический коэффициент поглощения для радиации, испускаемой оболочкой, то мы должны иметь:

$$B_T = B_T^{\circ} \cdot a.$$

Таким образом отношение $\frac{B_T}{a}$ между яркостью тела и его суммарным коэффициентом поглощения оказывается одним и тем же для всех тел; это отношение, сверх того, равно яркости B_T° черного тела при температуре T .

Кирхгоф показал²⁾, что это соотношение приложимо не только к суммарному излучению, но также и к любой монохроматической³⁾ радиации. Он пришел к установлению следующего закона: *Для всякой простой*

1) Мы обозначаем через B_T° суммарную яркость оболочки для всех радиаций, испускаемых при температуре T , т. е. как всегда.

$$B_T^{\circ} = \int_0^{\infty} b_{\lambda}^{\circ} d\lambda.$$

2) Суммарный коэффициент поглощения тела зависит от состава излучения, которое на него падает (§ 19). Коэффициент поглощения, который следует принимать в рассматриваемом случае, соответствует излучению оболочки (черное тело при температуре T).

3) Kirchoff, «Berl. Ber.», 216 (1859); «Pogg. Ann.», 109, 275 (1860); мы не приводим здесь доказательства, которое читатель может найти во всех классических работах (например, Lorentz, «Theorie der Strahlung», стр. 18; Blanc, l. c., стр. 25). Мы вообще избегаем перегружать эту книгу математическими доказательствами; нам кажется более предпочтительным подчеркивать, где это возможно, физическую сторону изучаемых явлений.

4) Это означает, что всякое тело при чисто термическом излучении, будучи в температурном равновесии с окружающей оболочкой, испускает в форме излучения λ всю энергию, которую оно поглощает в виде излучения λ . Это не имеет места для флюоресцирующего тела, например, которое может излучать в форме радиации λ больше энергии, чем оно получает в этой же форме.

радиации длины волны λ отношение спектральной яркости $b_{\lambda T}$ к коэффициенту поглощения α_λ есть постоянная величина для всех тел при одной и той же температуре T . Это постоянное отношение равно спектральной яркости $b_{\lambda T}^0$ черного тела при температуре T , для радиации λ .

$$\frac{b_{\lambda T}}{\alpha_\lambda} = b_{\lambda T}^0.$$

Попробуем еще дальше исследовать явление. Опыт показывает, что если проделать маленькое отверстие в стенке равномерно нагретой оболочки, то оказывается абсолютно невозможным различить контуры предметов, которые заключены внутри этой оболочки²⁾; эта невозможность остается в силе даже тогда, когда наблюдение ведется через цветной фильтр, практически монохроматический.

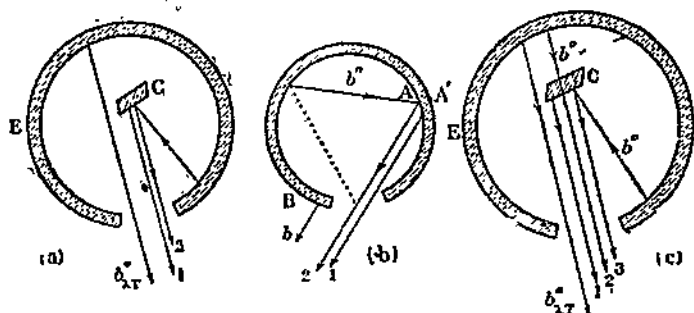


Рис. 9.

В частности, сквозь фильтр, соответствующий длине волны λ , непрозрачное полированное тело не будет отличаться от остальных участков оболочки. Рассмотрим такое тело C (рис. 9, а). Его излучение складывается, во-первых, из его собственного излучения спектральной яркости b_λ и, во-вторых, из излучения, исходящего из стенок и отраженного от поверхности тела C ; если ρ_λ есть коэффициент отражения этого тела, то отраженное излучение имеет яркость $\rho_\lambda \cdot b_{\lambda T}$. Совокупность собственного излучения и излучения отраженного имеет ту же яркость $b_{\lambda T}^0$, как и соответствующий соседний участок стенки.

В таком случае можно написать:

$$b_{\lambda T} + \rho_\lambda b_{\lambda T} = b_{\lambda T}^0.$$

1) Во всем дальнейшем мы, как и раньше, будем обозначать индексом ^{0} величины, относящиеся к черному телу.

2) В этом можно даже видеть критерий однородности температуры в различных точках оболочки.

Если вынуть непрозрачное тело из оболочки, поддерживая неизменной его температуру $T^{(1)}$, то можно заметить, что его излучение в свободный воздух соответствует яркости $b_{\lambda T}$, меньшей, чем яркость $b_{\lambda T}^0$, ибо дополнительное излучение $\rho_{\lambda} b_{\lambda T}$ не доставляется, как раньше, оболочкой при температуре T . Предыдущее равенство дает непосредственно:

$$\frac{b_{\lambda T}}{b_{\lambda T}^0} = 1 - \rho_{\lambda} = a_{\lambda T}^{(2)},$$

т. е. соотношение, выражающее закон Кирхгофа.

Конкретный случай, который мы встретим при сравнительном изучении излучения металла и черного тела при одной и той же температуре, позволит нам ввести дальнейшее уточнение.

Рассмотрим металлический полированный цилиндр (из платины или вольфрама), поперечное сечение которого представлено на рис. 9, b , и нагреем его до высокой температуры при помощи электрического тока. Мы предполагаем, что стенки сосуда достаточно тонки, так что внешняя и внутренняя поверхность цилиндра находятся практически при одной температуре T . Снаружи (в A или в B) металл будет иметь спектральную яркость b . Если мы сделаем маленькое отверстие в стенке цилиндра, то яркость излучения, выпускаемого участком при A , сложится: 1) из b и 2) из яркости $b^0 \rho$, отраженной металлом в точке A (ρ — коэффициент отражения металла).

Если излучение b^0 , которое отражается в A , есть результат n последовательных отражений на внутренней поверхности цилиндра, то его значение после первого отражения будет $(b + b\rho)$; после второго $b + (b + b\rho)\rho$ или $b + b\rho + b\rho^2$; после n -го

$$b^0 = b(1 + \rho + \rho^2 + \rho^3 + \dots + \rho^n),$$

и суммарное излучение, которое выходит из отверстия, будет обладать яркостью $b + b^0 \rho$ или, иначе:

$$b(1 + \rho + \rho^2 + \dots + \rho^{n+1}),$$

и, наконец, если n достаточно велико,

$$b \frac{1 - \rho^{n+1}}{1 - \rho} \rightarrow \frac{b}{1 - \rho} = \frac{b}{a} = b^0$$

Иными словами, если число правильных отражений, предварительно испытанных лучом, выходящим из отверстия, достаточно велико, то

1) Если, например, дело касается металла, то его можно довести до указанной температуры, пропуская через него электрический ток подходящей силы; важно заметить, что в этих новых условиях равновесие излучения не имеет более места.

2) Мы обозначаем коэффициент монохроматической абсорбции через $a_{\lambda T}$. Действительно, ниже мы увидим, что a_{λ} есть функция температуры T .

спектральная яркость излучения равна яркости черного тела при температуре T^1).

Мы можем дать себе отчет в различии, существующем между равновесным излучением и излучением, не находящимся в равновесии. Если наш цилиндр вполне замкнут, то внутреннее излучение его находится в равновесии, т. е. не требуется никакой затраты энергии для его поддержания. Иначе обстоит дело с излучением наружной поверхности, которое уходит в окружающее пространство и соответствует постоянному расходу электрической энергии, которую надо затрачивать для того, чтобы поддерживать температуру цилиндра постоянной. Из предшествующего следует непосредственно, что сплошной и полый цилиндр при одной и той же температуре внешней оболочки излучают одно и то же количество энергии.

Мы можем повторить предшествующие рассуждения для тела O (рис. 9, с), в большей или меньшей степени прозрачного (коэффициент пропускания τ_λ), коэффициент отражения которого равен ρ_λ . Излучение этого тела складывается: 1) из его собственного излучения $b_{\lambda T}^0$, 2) из излучения, проходящего сквозь тело $b_{\lambda T}^0 \times \tau_\lambda$, и 3) излучения, отраженного телом $b_{\lambda T}^0 \times \rho_\lambda$. Таким образом имеем:

$$b_{\lambda T} + b_{\lambda T}^0 \cdot \tau_\lambda + b_{\lambda T}^0 \cdot \rho_\lambda = b_{\lambda T}.$$

откуда

$$\frac{b_{\lambda T}}{b_{\lambda T}^0} = 1 - \tau_\lambda - \rho_\lambda = \alpha.$$

Если бы тело O было совершенно черным, т. е. не пропускало и не отражало никакой радиации, то его яркость была бы равна яркости оболочки.

До сих пор осуществлено очень немного количественных проверок закона Кирхгофа²⁾. Мы упомянем здесь лишь измерения Твинга³⁾, касающиеся полного излучения расплавленного чугуна ($T=1600^\circ\text{K}$). Твинг измерял непосредственно излучение (10,8 W на 1 см²) с поверхности чугуна при указанной температуре.

Можно измерить также коэффициент отражения (и, следовательно, коэффициент абсорбции α) металла для суммарной радиации черного тела

¹⁾ Для определенного числа отражений (для, например, двух) исходящее излучение обладает яркостью $b + b\rho = b(1 + \rho)$; излучение же черного тела должно быть $\frac{b}{\alpha} = \frac{b}{1 - \rho}$.

Отношение между наблюдаемой яркостью и яркостью черного тела равно $(1 + \rho)(1 - \rho)$. В случае платины $\rho = 0,6$, т. е. наблюдаемая яркость составит только 64% яркости черного тела, имеющего такую же температуру T . После трех отражений наблюдаемая яркость составит 78%. Если же вести наблюдение в плоскости симметрии цилиндра, т. е. наблюдать лучи, выходящие непосредственно с внутренней поверхности его, то наблюдаемая яркость будет просто b , т. е. составит 40% яркости черного тела.

²⁾ Отсылаем читателя к следующим главам (испускание твердыми телами и пламенами), к оригинальным работам (Гуйн, Бауэр, Коттон, Ферн) и к классическим учебникам (Блан, Оливье, Буассе) для ознакомления с вопросом о проверке закона излучения на пламенах.

³⁾ Thwing, «Phys. Rev.», 26, 190 (1903).

при температуре T ; он равен $\alpha = 0,29$. Отношение $\frac{10,8}{0,29} = 37,4$ ватт/см² дает светимость для черного тела при $T = 900^\circ \text{K}$.

Рассуждения, приведенные выше, не вызывают сомнений. Экспериментальный факт, легко доступный контролю, согласно которому любое тело (твердое, расплавленное), находящееся в температурном равновесии с внутренней оболочкой, не отличимое от остальных частей этой оболочки, является лучшим доказательством справедливости закона Кирхгофа для этого тела.

Предшествующее изложение показывает чрезвычайно большую важность изучения вопроса об излучении черного тела, и Кирхгоф в следующих словах выразил эту мысль в своем знаменитом мемуаре 1860 г.: «Излучение черного тела есть функция длины волны и температуры, знать которую представляется исключительно важным. Экспериментальное изыскание ее представляет большие трудности. Можно, однако, надеяться, что в конце концов удастся определить эту функцию, которая, конечно, имеет сравнительно простую форму, подобно всем, ныне уже известным соотношениям, независимым от специфических свойств тел».

В следующей главе мы укажем некоторые подробности теоретических изысканий, предпринятых с целью установлений законов излучения черного тела. Дальнейшие главы будут посвящены экспериментальной проверке этих законов и абсолютным измерениям констант, фигурирующих в них. Мы увидим, что эти законы ныне должны рассматриваться как наиболее твердо установленные законы физики; полстолетия оказалось достаточным, чтобы полностью реализовать пожелание, высказанное Кирхгофом.

Глава IV.

Законы излучения черного тела.

29. Закон Стефана-Больцмана. В 1879 г. Стефан ¹⁾, интерпретируя известные результаты, полученные экспериментально различными исследователями ²⁾, пришел к формулировке следующего закона: суммарное излучение тела пропорционально четвертой степени его абсолютной температуры. Новые измерения, выполненные впоследствии, для большей части изученных тел оказались в плохом согласии с этим законом.

Больцман сделал важный шаг вперед, показав теоретически, что закон Стефана применим лишь к черному телу ³⁾. Мы можем, таким образом, сформулировать следующий закон (закон Стефана-Больцмана):

Светимость $\mathcal{R}_T$ (т. е. полная энергия, излучаемая за 1 сек. по всем направлениям с 1 см²) черного тела пропорциональна четвертой степени его температуры. Этот закон можно записать в виде:

$$\mathcal{R}_T = \sigma \cdot T^4 \quad 4).$$

Наиболее вероятное современное значение постоянной σ есть ⁵⁾:

$$\begin{aligned} \sigma &= 5,709 \cdot 10^{-12} \text{ ватт см}^{-2} \text{ градус}^{-4}, \\ \sigma &= 5,709 \cdot 10^{-8} \text{ джоуль см}^{-2} \text{ градус}^{-4}. \end{aligned}$$

¹⁾ Stefan, «Wien. Ber.», 79, 391 (1879).

²⁾ Библиографию этих работ, равно как и более поздних, см. L u m m e r, Congrès physique (1900), стр. 56 и сл.

³⁾ Boltzmann, «Wied. Ann.», 22, 31 и 291 (1884).

⁴⁾ Вместо того чтобы рассматривать светимость $\mathcal{R}_T$, часто рассматривают энергетическую яркость $\mathcal{B}_T$ в данном направлении, т. е. мощность (в ваттах), излучаемую 1 см² видимой поверхности тела в единицу телесного угла (см. § 8); так как черное тело имеет одну и ту же яркость по всем направлениям (закон Ламберта, § 9), то имеем:

$$\mathcal{B}_T = \frac{\sigma}{\pi} T^4 = 1,817 \cdot 10^{-12} \text{ ватт см}^{-2} \text{ градус}^{-4}.$$

В действительности опытом непосредственно дается именно количество $\mathcal{B}_T$ (измерения при помощи пирометра полной радиации).

⁵⁾ Значение, принятое Айвсом в интернациональных критических таблицах физических постоянных, «J. Opt. Soc. Amer.», 12, 76 (1926).

Для ознакомления с теоретическим выводом этого закона мы отсылаем читателя к классическим работам¹⁾; точная экспериментальная проверка его будет изложена нами ниже.

30. Закон смещения Вина. Развивая далее теоретические исследования Больцмана, Вин, опираясь на термодинамические соображения и на принцип Доплера-Физо, пришел к следующему закону (закон смещения):

Мы можем перейти от кривой, дающей спектральную яркость (b_{λ}^T) черного тела при абсолютной температуре T_1 , к кривой, выражающей спектральную яркость при абсолютной температуре T_2 , умножив каждую абсциссу λ на $\frac{T_1}{T_2}$ и соответствующую ординату b_{λ}^T на $\left(\frac{T_2}{T_1}\right)^5$.

Кривая, представляющая спектральное распределение энергии излучения при данной абсолютной температуре T (изотермическая кривая) стремится асимптотически к нулю для больших и малых длин волн; она представляет максимум для определенной длины волны λ_m . Для этого значения λ_m спектральная светимость, имеет значение r_m . Из предшествующего закона вытекают, между прочим, следующие формулы, которые часто рассматриваются, как математическое выражение закона Вина:

$$\lambda_m \cdot T = \text{const} = A, \quad r_m = T^5 \times \text{const}.$$

Наиболее вероятным значением постоянной A (при $C_2 = 14\,320$) в настоящее время считается следующее:

$$A = \lambda_m T = 2884 \text{ микрон-градус.}$$

Вышеописанные равенства показывают, что при повышении температуры максимум испускания смещается к коротким волнам и в то же

¹⁾ Например, Вина, с. 1, стр. 40; L o g e n t z, с. 2, стр. 26, и некоторые доклады, представленные Физическому конгрессу.

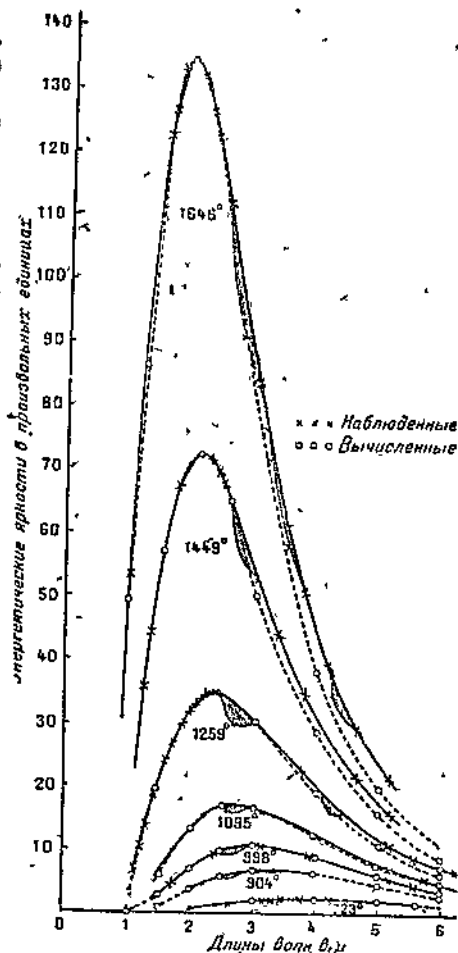


Рис. 10. Изотермические кривые энергии, испускаемой черным телом при различных температурах.

[Температуры указаны на кривых, по столбчатой шкале. Вычисленные точки (пунктирные кривые) получены на основании формулы Вина. Зашированные точки соответствуют абсорбции водяным паром и углекислотой атмосферы.]

время максимальная яркость очень быстро возрастает. Экспериментальные кривые рис. 10 (сплошные кривые), изображающие изотермы черного тела при разных температурах, хорошо иллюстрируют эти заключения.

Указанные формулы находятся в чрезвычайно хорошем количественном согласии с опытом, как показали измерения Пашена, Люмера, Прингсгейма, Варбурга с сотрудниками и Коблентца. Читатель найдет библиографию и результаты измерений в главе, посвященной измерению постоянной C_2 формулы Планка (см. табл. 14). Можно, впрочем, сказать также, что эти формулы, которые являются следствием закона распределения Планка, косвенно подтверждаются согласием между отдельными значениями постоянной C_2 , определяемыми при разных температурах.

31. Спектральное распределение энергии, излучаемой черным телом. Закон смещения Вина позволяет предвидеть а priori, что полная формула, выражающая спектральное распределение энергии, излучаемой черным телом при любой температуре, должна иметь следующий вид:

$$\epsilon_{\lambda T} = \lambda^{-5} f(\lambda T),$$

где f — символ произвольной функции. Таким образом в формулу распределения температура должна входить только через посредство произведения λT .

Это общее выражение включает в себе закон Стефана-Больцмана¹⁾. Оно резюмирует все данные, которые нам может доставить термодинамика; для того чтобы определить вид функции $f(\lambda T)$, необходимо прибегнуть к известным гипотезам, касающимся самого механизма излучения.

Изыскание спектрального уравнения черного тела было объектом очень большого числа теоретических работ, изложение которых можно найти в другом месте²⁾. Из формул, к которым приводили эти работы, мы приведем лишь формулу Вина, передающую с достаточным приближением опытные данные в области видимого спектра, и формулу Планка, которую следует рассматривать как окончательную и которая замечательным образом передает многочисленные измерения, выполненные на всем протяжении спектра.

¹⁾ Действительно,

$$\mathcal{M}_T = \int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} \lambda^{-5} f(\lambda T) d\lambda$$

или, полагая $\lambda T = x$, найдем:

$$\mathcal{M}_T = T^4 \int_{x=0}^{x=\infty} x^{-5} f(x) dx,$$

т. е. суммарная светимость ($\mathcal{M}_T$) пропорциональна T^4 ; для этого, конечно, необходимо, чтобы интеграл, фигурирующий в качестве коэффициента при T^4 , имел конечное значение.

²⁾ Congrès de physique (1900); B a n e r, Thèse, Paris (1912), «Ann. Chém. et Phys.», 29, 5 (1913).

32. Формула Вина. Следующая формула, данная Вином¹⁾,

$$r_{\lambda T} = C_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{C_2}{\lambda T}}$$

представляет по сравнению с формулой Планка то преимущество, что она более проста, что существенно в приложениях. Мы увидим, далее, в каких пределах она согласуется с формулой Планка. Кривые рис. 10, на которых нанесены рядом наблюдаемые значения (сплошные кривые), и значения, вычисленные по формуле Вина (пунктирные кривые), позволяют непосредственно убедиться, что вышеприведенная формула дает тем большие отклонения от опыта, чем с большей длиной волны и более высокой температурой приходится иметь дело.

33. Формула Планка. Формула, предложенная Планком²⁾, исходя из следующей гипотезы (гипотезы квантов).

Пусть имеем замкнутое пространство при постоянной температуре, наполненное очень большим числом электрических осцилляторов, имеющих все возможные частоты. Планк предполагает, что осцилляторы частоты ν испускает и поглощает энергию на непрерывном образе, как предполагалось ранее, но прерывно, порциями (квантами), равными $h\nu$ ($h = 6,554 \cdot 10^{-27}$ эрг. сек. — универсальная постоянная Планка).

Исходя из этого предположения, можно вычислить энергию, испускаемую всеми осцилляторами, частота которых заключается между ν и $\nu + d\nu$, которым, следовательно, соответствует длина волны между λ и $\lambda + d\lambda$. Вычисление³⁾ приводит для спектральной светимости $r_{\lambda T}$ ⁴⁾ к соотношению (формула Планка):

$$r_{\lambda T} = 2\pi h c^2 \lambda^{-5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{Nh c}{\lambda T}} - 1},$$

или

$$r_{\lambda T} = C_1 \lambda^{-5} \frac{1}{e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1}$$

при

$$C_1 = 2\pi h c^2,$$

$$C_2 = \frac{N h c}{R} \quad (C_2 = 14\,320 \text{ микрон-градус } ^\circ) = 1,432 \text{ см-градус},$$

¹⁾ Wien, «Wied. Ann.», 58, 662 (1896). См. Congrès physique (1900), II, стр. 35.

²⁾ Planck, «Ann. der Physik», 1, 719 (1900). См. также Planck, Vorlesungen über Wärmestrahlung.

³⁾ См., например, Blanc, l. c., стр. 68; Lorentz, l. c., стр. 67.

⁴⁾ Напомним, что $r_{\lambda T} \cdot d\lambda$ представляет собою полную энергию, излучаемую по всем направлениям (внутрь телесного угла 2π) в виде радиации, длина волны которой заключена между λ и $\lambda + d\lambda$ при расчете на 1 см², сквозь отверстие, сделанное в стенке черного тела.

⁵⁾ Вместо $r_{\lambda T}$ можно рассматривать спектральную яркость $b_{\lambda T}$, которая равна (для черного тела) $\frac{r_{\lambda T}}{\pi}$ (см. § 9).

⁶⁾ См. § 44, изомерно постоянной C_2

где $c = 3 \cdot 10^{10}$ см/сек — скорость света в пустоте; $R = 8,32 \cdot 10^7$ CGS — универсальная газовая постоянная, $N = 6,05 \cdot 10^{23}$ — постоянная Авогадро²⁾.

Формула Планка находится в чрезвычайно хорошем согласии с экспериментальными измерениями излучения черного тела и притом для всех длин волн³⁾. Мы увидим, в частности, что вычисление, исходящее из экспериментальных данных при разных температурах, приводит, в пределах ошибок измерений, к одним и тем же значениям для постоянной C_2 (табл. 14).⁴⁾

Гипотеза квантов, приведшая к формуле Планка для излучения черного тела, оказалась исключительно плодотворной во многих других областях (удельные теплоты при низких температурах, теория строения атома Бора, фотоэлектрический эффект, граница сплошного рентгеновского спектра, испускание γ -лучей радиоактивными телами, резонансные и ионизационные потенциалы) и является в настоящее время основой всей теоретической физики. Лучшим контролем формулы Планка может считаться тот факт, что значения постоянной h , вычисленные на основании столь разнообразных явлений, перечисленных выше, обнаруживают замечательное согласие между собою, как можно убедиться из табл. 9, составленной Барджем⁵⁾. В частности, для нас интересно отметить совпадение значений h , полученных на основании измерений двух постоянных излучения σ и C_2 .

Таблица 9. Значения постоянной Планка, вычисленные из различных физических явлений.

Применяемый метод	Значение $h \cdot 10^{34}$
Постоянная интегрального излучения σ ¹⁾ $= 5,72 \cdot 10^{-12}$	$6,551 \pm 0,009$
Постоянная излучения C_2 ²⁾ $= 14\,330$	$6,557 \pm 0,013$
Строение атома, — формула Бора для постоянной Ридберга	$6,542 \pm 0,011$
Фотоэлектрический эффект. Уравнение Эйнштейна	$6,578 \pm 0,026$
Граница сплошного рентгеновского спектра	$6,565 \pm 0,009$
Потенциалы ионизации	$6,579 \pm 0,021$

Средн $6,554 \pm 0,003$

¹⁾ Birge, «Phys. Rev.», 14, 361 (1919), Бардж принимает как наиболее правдоподобные значения:

$$\sigma = 2,9956 \cdot 10^{10}, \quad \frac{R}{N} = 1,372 \cdot 10^{-10}.$$

²⁾ См., например; Kohlrautz, «Ber. Stand. Bull.», 13, 459 (1916) (изотермические кривые согласуются с формулой излучения с точностью от 1 до 0,5%) или Rubens u Michel, «Verh. deutsch. Ges.», 38, 590 (1921) (проверка формулы Планка).

³⁾ Birge, «Phys. Rev.», 14, 361 (1919). См. также Birge, «The physical Review. Supplements», I, 1 (1929).

⁴⁾ См. § 35, вычисление h по значению α .

⁵⁾ См. выше формулу, связывающую C_2 и h ; $C_2 = \frac{Nhe}{R}$.

Соотношения, выводимые из формулы Планка. Соотношения между постоянными излучения.

34. Закон смещения как следствие формулы Планка. Из формулы Планка

$$r_{\lambda T} = C_1 \lambda^{-5} \left(e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1 \right)^{-1}$$

можно получить длину волны, соответствующую максимуму изотермической кривой. Для этой цели дифференцируем формулу по λ и приравняем производную нулю. Получим:

$$\lambda^{-5} \frac{C_2}{T} e^{\frac{C_2}{\lambda T}} \left(e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1 \right)^{-2} - 5 \lambda^{-6} \left(e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1 \right)^{-1} = 0,$$

или, полагая $\frac{C_2}{\lambda_m T} = \alpha$ и упрощая, найдем:

$$\alpha \frac{e^\alpha}{e^\alpha - 1} = 5,$$

— уравнение относительно α , которое дает $\alpha = 4,9651$. Отсюда получаем:

$$\lambda_m T = \frac{C_2}{4,9651}.$$

Продолжая вычисление, найдем:

$$r_m = C_1 \frac{T^{-5}}{(\lambda_m T)^5} \cdot \frac{1}{e^\alpha - 1} = 21,202 \frac{C_1}{C_2^5} T^5.$$

35. Закон Стефана-Вольтцмана как следствие формулы Планка. Значение σ в функции C_1 и C_2 . Суммарная светимость $\mathfrak{R}_T$, соответствующая температуре T , получится путем интегрирования формулы Планка между пределами $\lambda=0$ и $\lambda=\infty$. Найдем:

$$\mathfrak{R}_T = C_1 \int_0^\infty \lambda^{-5} \frac{1}{e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1} d\lambda,$$

или, полагая

$$\frac{C_2}{\lambda T} = x,$$

$$\mathfrak{R}_T = \frac{C_1 T^5}{C_2^5} \int_0^\infty \frac{x^5}{e^x - 1} dx.$$

1) Спектральная формула Вина дала бы $\lambda_m T = \frac{C_2}{5}$.

Интеграл вычисляется легко. Его значение есть $\frac{\pi^4}{15} = 6,49394$. Если сравнить найденное выражение $\mathfrak{M}_T$ с выражением, даваемым законом Стефана-Больцмана, то найдем, что постоянная суммарного излучения σ выражается так:

$$\sigma = 6,494 \frac{C_1}{C_2^4}.$$

Абсолютные измерения суммарного излучения дают непосредственно постоянную σ , спектральные измерения дают значения константы C_2 . Из предыдущей формулы получаем:

$$C_1 = \frac{\sigma C_2^4}{6,494}.$$

Принимая для σ значение $\sigma = 5,71 \cdot 10^{-8}$ CGS и для C_2 значение $C_2 = 1,432$ CGS, найдем:

$$C_1 = 3,70 \cdot 10^{-5} \text{ эрг сек}^{-1} \text{ см}^{-2} (C_2 \text{ и } \lambda \text{ в сантиметрах})^3 = \\ = 3,70 \cdot 10^4 \text{ ватт см}^2 (C_2 \text{ и } \lambda \text{ в микронах}).$$

36. Упрощенная формула Планка. Вычисление спектральной светимости черного тела. Вычисления спектральной светимости черного тела при помощи формулы Планка довольно утомительны.

Во многих случаях, однако, достаточно иметь относительные значения спектрального распределения в функции длины волны для данной температуры. Можно удобно получить эти значения посредством упрощенной формулы Планка.

Формула Планка:

$$r = \frac{C_1}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1}$$

дает для максимума светимости:

$$r_m = \frac{C_1}{\lambda_m^5} \frac{1}{e^{\frac{C_2}{\lambda_m T}} - 1},$$

или, деля почленно эти соотношения и замечая, что $\lambda_m \cdot T = A$:

$$\frac{r}{r_m} = \frac{\lambda_m^5 \left(e^{\frac{C_2}{A}} - 1 \right)}{\lambda^5 \left(e^{\frac{\lambda_m C_2}{\lambda A}} - 1 \right)}.$$

¹⁾ Выразая C_1 и C_2 в функции h, R, N, U (см. § 33), найдем для σ : $\sigma = 6,494 \frac{2\pi R^4}{15^4 h^3 C_2^4}$; полученная формула позволяет найти h по значению σ , даваемому из опыта (см. табл. 9).

²⁾ Не забывая при вычислениях, что $C_1 \lambda^{-5} d\lambda$ представляет мощность, излучаемую квадратным сантиметром; $\left(e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1 \right)$ есть численный фактор, при вычислении которого C_2 и λ должны быть оценены в одинаковых единицах.

Отношение $y = \frac{r}{r_m}$ есть функция одной только переменной: $x = \frac{\lambda}{\lambda_m}$ 1).

Кривая рис. 11 дает y в функции x . Для того чтобы для данного значения температуры T вычислить спектральное излучение r_λ в функции λ , находят сначала λ_m и r_m из формулы:

$$\lambda_m = \frac{2884}{T} \quad \text{и} \quad r_m = 1,902 \left(\frac{T}{1000} \right)^5.$$

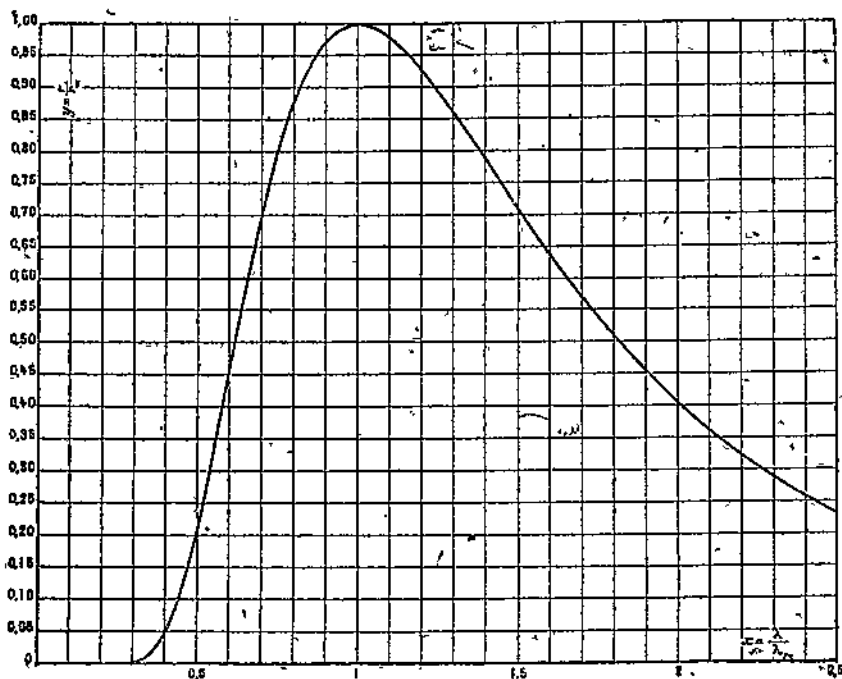


Рис. 11.

Для различных λ вычисляют значения $x = \frac{\lambda}{\lambda_m}$, находят по кривой рис. 11 соответствующие значения $\frac{r}{r_m}$ и, следовательно, r 2). Если нужно знать только относительные значения r , то вычисление становится излишним: кривая распределения дается непосредственно значениями y .

1) Отношение $\frac{r}{r_m}$ есть также функция одного аргумента λT ; в конце книги (табл. 62) приведены значения $\frac{r}{r_m}$ в функции λT (заимствованные из публикации Bureau of standards, Miscellaneous publication № 56).

2) В книге Fabry, Introduction générale à la photométrie, стр. 121, можно найти таблицу значений $\frac{r}{r_m}$ в функции $\frac{\lambda}{\lambda_m}$.

В конце книги мы приводим также относительные значения τ , вычисленные для различных температур ¹⁾ (табл. 63), и абсолютные значения τ для различных температур и различных длин волн видимого спектра (табл. 61).

37. Сравнение формул Планка и Вина. Пределы применимости спектральной формулы Вина. Интересно выяснить, в каких пределах спектральное уравнение Вина, применение которого более удобно, чем формулы Планка, дает еще достаточное приближение.

Обозначим через b_p и b_w спектральные яркости ²⁾, вычисленные для одной и той же длины волны по формуле Планка и по формуле Вина. Получаем:

$$\frac{b_p}{b_w} = \frac{e^{\frac{c_2}{\lambda T}}}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1}.$$

Это соотношение зависит только от произведения λT .

В табл. 10 мы даем в качестве примера значение этого отношения для различных значений λT .

Таблица 10. Отношение спектральных яркостей, вычисленных на основании формул Планка и Вина в функции произведения λT .

Значение произ- ведения λT	2000	2500	3000	3500	4000	5000
Значение отно- шения $\frac{b_p}{b_w}$	1,0008	1,003	1,008	1,017	1,028	1,056

В оптической пирометрии, как мы увидим ниже, часто приходится вычислять температуру источника, исходя из значений яркости излучения для данной длины волны λ .

Интересно составить себе представление об ошибке, которую мы делаем, пользуясь для этого вычисления спектральной формулой Вина.

Обозначим через T_p и T_w температуры, вычисленные соответственно из уравнений Планка и Вина; в таком случае имеем:

$$e^{\frac{c_2}{\lambda T_w}} = e^{\frac{c_2}{\lambda T_p}} - 1,$$

выражение, которое позволяет вывести T_p из T_w .

В этом равенстве показатель при первом члене должен быть меньше, чем показатель при втором, т. е. T_w получается слишком большим. Другими словами: к температуре, вычисленной, исходя из закона Вина, надо вводить отрицательную поправку.

¹⁾ Эта таблица заимствована из публикации Bureau of standards, Miscellaneous publication № 56.

²⁾ Тот же самый результат получился бы для отношения спектральных светимостей (r_p и r_w) или для световой спектральной яркости (b_p и b_w).

В табл. 11 приведены значения этой поправки для различных конкретных случаев, соответствующих обычной пирометрической практике.

Таблица 11. Поправки, которые необходимо ввести в температуры, вычисленные при помощи спектрального уравнения Вина, для того, чтобы получить температуры, следующие из формулы Планка.

Температуры T в градусах К	Для красных лучей: $\lambda = 0,65$			Для фиолетовых лучей: $\lambda = 0,465$		
	λT	b_p/b_w	Поправки $T_p - T_w$ (градусы)	λT	b_p/b_w	Поправки $T_p - T_w$ (градусы)
2000	1330	1,00003	$< 0,01$	930	1	$< 0,01$
2500	1660	0,0003	$< 0,05$	1160	1	$< 0,01$
3000	1990	1,0007	$< 0,3$	1390	1,00004	$< 0,01$
3500	2330	1,0020	$< 1,5$	1620	1,0002	$< 0,04$
4000	2660	1,0045	$< 4,5$	1860	1,0005	$< 0,2$
4500	2990	1,0085	$< 8,5$	2090	1,001	$< 0,7$
5000	3320	1,0135	$< 15,5$	2320	1,002	$< 1,5$
6000	3990	1,028	$< 47,0$	2790	1,006	$< 6,0$

Из предыдущей таблицы следует, что поправки практически ничтожны, пока произведение λT меньше 2300 микроградусов. В красной части спектра эти поправки становятся заметными, начиная от температуры 3500°К, в фиолетовой — от 4500°К.

38. Изохроматические кривые черного тела. Логарифмические изохроматы видимого спектра. В известных случаях оказывается более удобным рассматривать не изотермические кривые распределения энергии в спектре черного тела, а изменение излучаемой энергии [яркости (b_λ) или светимости (r_λ)] для данной длины волны в функции температуры (изохроматические кривые).

Можно, исходя из формулы Планка, начертить изохроматические кривые, откладывая по оси абсцисс T , а по оси ординат r_λ . В области видимого спектра и для интересующих нас температур кривые эти имеют форму довольно сложную. Если же отложить по оси абсцисс значения $\frac{1}{T}$, а по ординатам $\lg r_\lambda$, то получаемые кривые (логарифмические изохроматы) оказываются практически прямыми. Действительно, в пределах применимости закона Вина, имеем:

$$r_\lambda = C_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}$$

или

$$\lg r_\lambda = \lg C_1 \lambda^{-5} - \frac{C_2}{\lambda T}.$$

Кривые ($\lg r_\lambda, \frac{1}{T}$) суть прямые линии с угловым коэффициентом $-\frac{C_2}{\lambda}$, пересекающие начальную ординату на высоте $-5 \lg \lambda$, если принять $C_1 = 1$ (что соответствует общему сдвигу всей совокупности изохромат). Эти прямые были использованы различными экспериментаторами как

средство проверки закона Вина. Эта проверка оказалась удовлетворительной, но, само собой разумеется, лишь в пределах применимости закона ¹⁾, т. е. для сравнительно небольших значений произведения λT .

Мы еще вернемся к вопросу о применении этих логарифмических изохромат в связи с непусканием печерных тел (§ 98). Кроме того, мы будем нередко пользоваться ими в дальнейшем для удобного истолкования наблюдений, производимых над телом при различных температурах при помощи оптического монохроматического пирометра.

Так как для начертания этих изохромат необходимы значения $\frac{1}{T}$, то мы сочли целесообразным привести в конце книги таблицу, связывающую $\frac{1}{T}$ с t и T (табл. 64). Эта таблица, впрочем, очень удобна и для многих других вычислений, с которыми мы и встретимся далее.

39. Изменение спектральной яркости черного тела в функции температуры. Ошибки в определении температуры, возникающие вследствие неточности визуальных пирометрических измерений. Дифференцируя по T уравнение Вина, найдем:

$$\frac{db_{\lambda}}{b_{\lambda}} = \frac{C_2}{\lambda T} \frac{dT}{T}$$

или, иначе: отношение $\frac{db_{\lambda}}{b_{\lambda}} : \frac{dT}{T}$, т. е. отношение относительного изменения яркости к относительному изменению температуры, равняется $\frac{C_2}{\lambda T}$.

Вычислим порядок величины этого отношения. Для $T = 1000^{\circ} \text{K}$, для красных лучей это отношение равно 20, т. е. яркость возрастает в 20 раз быстрее, чем температура. Из формулы видно, сверх того, что это отношение меняется обратно пропорционально λ и T . Для 3000°K , для красной области это значение равно примерно 8; для фиолетовых лучей, при той же температуре, оно достигает примерно 10.

При измерении температуры с помощью монохроматического пирометра приходится, как мы увидим ниже, уравнивать яркость излучаемого источника с яркостью источника сравнения (накаливаемая нить или пластинка); эта оценка уравнивания яркостей приносит с собою ошибку, которую мы предполагаем равной $\frac{1}{200}$ (неточность фотометрических измерений в монохроматическом свете).

Интересно оценить значение ошибки, соответствующей этой неточности в уравнивании двух яркостей, в градусах. Полагая в предшествующей формуле $\frac{db}{b} = \frac{1}{200}$, мы получим непосредственно эту ошибку dT .

Заметим, в частности, что для данного λ dT изменяется пропорционально T^2 .

¹⁾ Lummer u. Pringsheim, Paschen u. Wapner. См. полемичку между указанными авторами, по вопросу о пригодности закона Вина (Congrès physique (1900), II, стр. 84—90).

²⁾ Для очень хороших пирометров (с исчезающей нитью) ошибка в красной части спектра может считаться меньше $\frac{1}{200}$ (см. § 198).

В табл. 12 приводятся значения ошибок в градусах для различных температур T в красной, зеленой и фиолетовой области. Числа этой таблицы позволяют составить представление о точности, которая может быть достигнута при измерениях с монохроматическим пирометром.

Таблица 12. Ошибки ΔT в градусах, соответствующие неточности в $\frac{1}{200}$, при оценке равенства яркостей двух источников.

$$\left(\Delta T = \frac{1}{200} \cdot \frac{\lambda T^2}{C_2} \right)$$

О ш и б к и в г р а д у с а х

Измеренные температуры T в градусах К	О ш и б к и в г р а д у с а х		
	В красных лучах 0,665 μ	В зеленых лучах 0,550 μ	В фиолетовых ¹⁾ лучах 0,450 μ
1000	0,25	0,2	0,2
1500	0,5	0,4	0,3
2000	1,0	0,8	0,7
2500	1,5	1,2	1,0
3000	2,0	1,5	1,5
3500	3,0	2,5	2,0
4000	4,0	3,5	3,0
5000	6,5	5,5	4,5
6000	9,0	7,5	6,5

40. Кривые спектрального распределения энергетической светимости (ϵ), испускаемой черным телом в видимом спектре. Во многих случаях важно знать не абсолютные значения спектральной энергетической светимости, но только относительные значения этой величины. Выбирают длину волны около середины видимого спектра ²⁾ и для этой длины волны принимают произвольно суммарную светимость (ϵ) равной 100. В конце книги мы приводим (табл. 68) относительные светимости (ϵ) или относительные яркости по определенному направлению (θ), вычисленные для различных температур от 1000 до 28000° К, принимая за 100 светимость для $\lambda = 0,560\mu$ ($C_2 = 1435$ микрон-градус).

Рис. 12 дает соответствующие кривые, построенные от 2000 до 10000° К. Следует заметить, что эти относительные значения пригодны также и для спектральной энергетической яркости.

Кривые рис. 12, по крайней мере для высоких температур, обнаруживают максимум энергии в видимом спектре (при 0,720 μ для $T = 4000^\circ$ К, 0,580 μ для $T = 5000^\circ$ К, 0,480 μ для $T = 6000^\circ$ К).

41. Кривые относительной спектральной видимости черного тела при различных температурах. Центры тяжести кривых видимости. Вместо того чтобы рассматривать относительные энергетические величины черного тела, часто рассматривают световую свети-

¹⁾ В действительности измерения яркости в фиолетовой области могут сопровождаться ошибкой, немного большей, чем $\frac{1}{200}$, так что ошибки, в градусах практически одинаковы во всем видимом спектре.

²⁾ В таблицах и кривых, опубликованных Бюро стандартов, для этой длины волны принято 560 м μ или 590 м μ , как длина волны наиболее близкая к максимуму чувствительности человеческого глаза.

мость (r) или яркость (b); напомним (§ 16), что для перехода от энергетической светимости (или яркости) (в ваттах) к световой светимости (или яркости) (в свечах) нужно умножить первую на фактор видимости глаза (K_λ) для рассматриваемой радиации. Если хотят иметь абсолютные значения световой светимости или яркости черного тела, то достаточно обратиться к табл. 61 и помножить стоящие там числа на

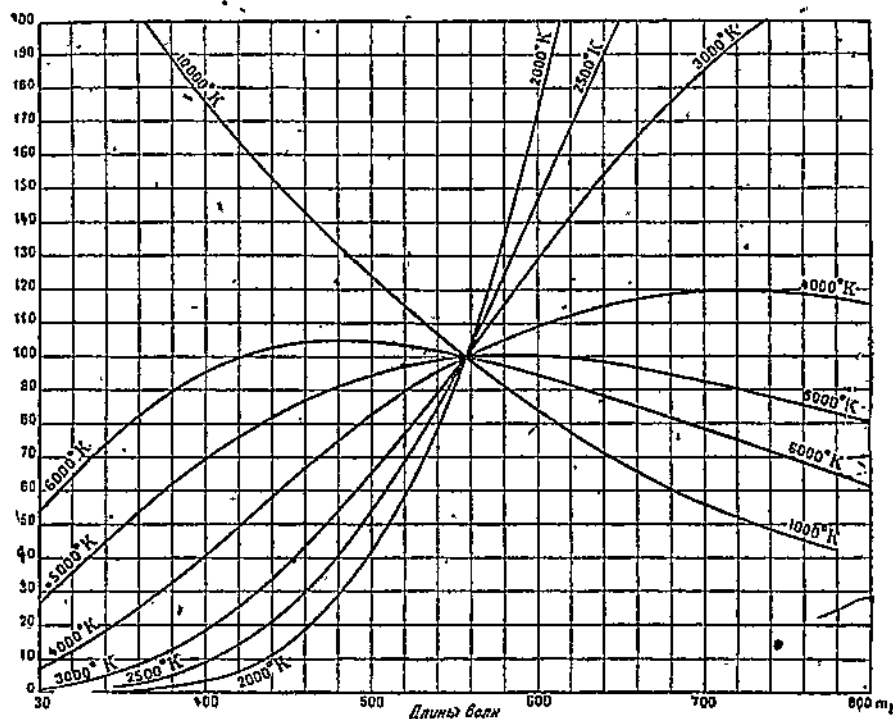


Рис. 12. Относительные значения светимости или спектральной энергетической яркости черного тела в функции длины волны в видимом спектре.

(Абсолютные значения светимости умножены на фактор, подобранный таким образом, чтобы светимость для длины волны 555 м μ равнялась 100).

соответствующие значения K_λ . В действительности во всех случаях, представляющих интерес для оптической пиromетрии, нам достаточно знать относительные спектральные световые яркости черного тела для данной температуры. Можно вычислить эти относительные световые данные, исходя из относительных энергетических яркостей черного тела (рис. 12 и табл. 63) и умножая их на относительный фактор видимости V_λ глаза (табл. 72) для соответствующей радиации.

Удобнее, впрочем, для данной температуры умножить эти относительные световые яркости на подходящий коэффициент, с таким расчетом, чтобы максимум яркости равнялся 100.

Рис. 13, заимствованный у Приста¹⁾, дает кривые относительной световой яркости черного тела, построенные для температур от 1000 до 10 000° К. Эти кривые построены, исходя из $C_2 = 14\,350$, причем для фактора видимости приняты значения, немного отличные от значений, даваемых Гибсоном и Тиндаллем. В обычной практике они вполне достаточны.

По этим кривым можно видеть, что максимум световой яркости

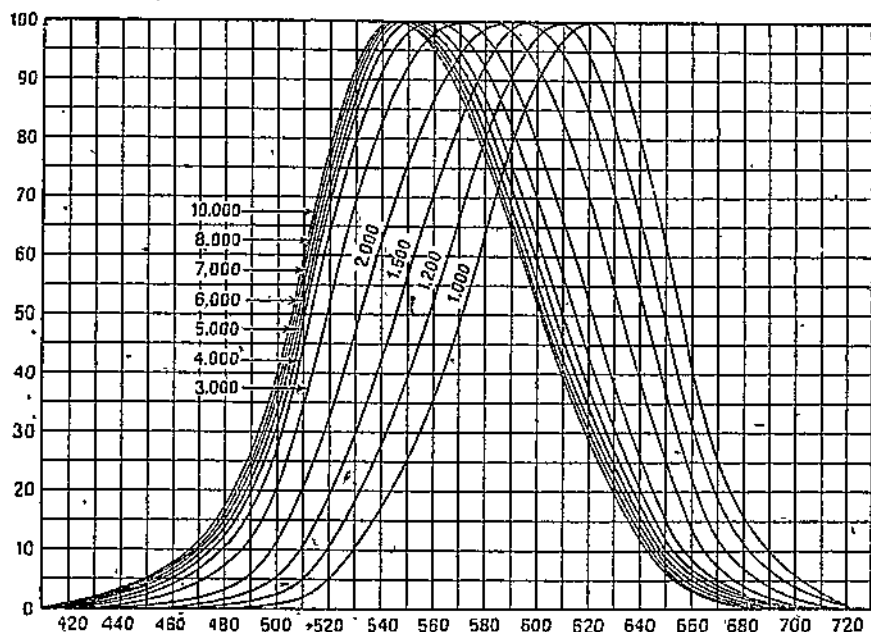


Рис. 13. Кривые спектрального распределения света, испускаемого черным телом при различных температурах (кривые относительной яркости).

(Числа, помеченные на кривых, означают абсолютные температуры. Для каждой температуры ординаты кривой умножались на подходящий коэффициент с тем, чтобы все кривые привести к одной и той же максимальной ординате).

смещается к коротким длинам волн по мере того как температура повышается.

Эго не должно нас удивлять; мы знаем, что то же имеет место для энергии, испускаемой черным телом. Положение максимума перемещается сперва очень быстро с температурой, пока последний не высока, а затем медленнее (максимум смещается от 0,620μ до 0,584μ при переходе от 1000 к 2000° К и всего лишь до 0,570μ при нагреве до 3000° К).

Для очень высоких температур смещение максимума становится очень мало заметным.

При многих изменениях, в частности при изменениях цветной температуры источника, для характеристики спектрального расположения

¹⁾ Priest, «Bur. Stand. Scient. Pap.» № 417 (1921) и № 413 (1922); Bull. 18 226 (1922).

кривой световой яркости пользуются не длиной волны, соответствующей максимуму, а длиной волны λ_c центра тяжести кривой яркости.

Для каждой температуры эта длина волны определяется обычным способом при помощи соотношения:

$$\lambda_c = \frac{\int_0^{\infty} \lambda b_{\lambda} d\lambda}{\int_0^{\infty} b_{\lambda} d\lambda};$$

ее можно вычислить, исходя из кривой относительной световой яркости (рис. 13), посредством соотношения:

$$\lambda_c = \frac{\sum \lambda b_{\lambda}}{\sum b_{\lambda}},$$

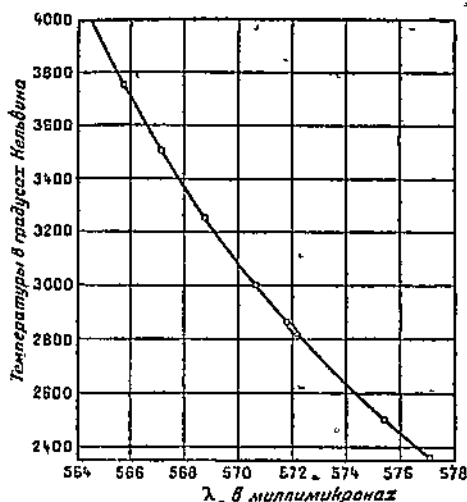


Рис. 14. Соотношение между температурой и длиной волны λ_c центра тяжести кривой видимости черного тела.

используя для вычисления сумм значения b_{λ} , взятые через каждые 10 мμ. Для вычисления $\frac{\lambda}{\lambda_c}$ достаточно, очевидно, иметь кривые относительной

яркости. Вычисление было выполнено Пристом¹⁾. Значения λ_c , полученные в функции T , даны кривой рис. 14 для температурной области, представляющей интерес при изучении ламп накаливания с вольфрамовым волоском.

42. Яркость черного тела. Об интегральной (по всем длинам волн) яркости черного тела²⁾ скажем всего лишь несколько слов, ибо эта величина редко встречается в оптической пирометрии.

Для того чтобы узнать яркость (в свечах) на 1 см² черного тела при температуре T , можно поступать двояким образом. Во-первых, измерить эту величину непосредственно, путем сравнения с известной эталонной лампой, калиброванной в интернациональных свечах, температура которой T измерена при помощи оптического пирометра. Во-вторых, вычислить эту величину, исходя из спектральной кривой излучения черного тела, значений факторов относительной видимости глаза и значений механического эквивалента света.

Мы приводим (табл. 13) значения яркости, измеренные Хайдом, Форсайтом и Кэди³⁾, и значения, вычисленные Айвсом⁴⁾.

¹⁾ Priest, «Bur. Stand. Scient. Pap.», № 417, 284 (1921) и № 443, 226 (1922).

²⁾ Определение см. § 10.

³⁾ Hyde, Forsythe and Cady, «Phys. Rev.», 13, 45 (1919).

⁴⁾ Jves, «Journ. Opt. Soc. Amer.», 12, 75 (1926).

Таблица 13. Значения яркостей черного тела (свечи на 1 см²) при различных температурах

Температуры в градусах К	Яркости	Температуры в градусах К	Яркости
1200	0,0141 ¹⁾	2300	222
1400	0,242 ¹⁾	2350	280
1600	2,08 ¹⁾	2400	350
1700	5,06	2450	433
1750	7,53	2500	527
1800	11,2	2550	641
1850	16,2	2600	775
1900	23,0	2650	927
1950	32,0	3000	2,83 · 10 ³ ¹⁾
2000	44,0	4000	2,33 · 10 ⁴ ¹⁾
2050	59,6	5000	8,40 · 10 ⁴ ¹⁾
2100	79,6	6000	1,98 · 10 ⁵ ¹⁾
2150	104,9	7000	3,67 · 10 ⁵ ¹⁾
2200	136,4	8000	5,82 · 10 ⁵ ¹⁾
2250	175	10000	1,11 · 10 ⁶ ¹⁾

Были предложены различные формулы для того, чтобы представить яркость B черного тела в функции T . Следующая формула:

$$\lg B = 7,092 - 1,0896 \frac{10^4}{T}$$

согласуется удовлетворительным образом с опытом ²⁾.

¹⁾ Вычислены Айвсом. Остальные значения измерены непосредственно Хайдом, Форсайтом и Коди и приведены Айвсом к значению $C_2 = 14\,330$.

²⁾ При низких температурах можно достигнуть лучшего совпадения, применяя формулу с дополнительным членом типа $\frac{1}{T^2}$. См. Fabry, Introduction à la photométrie, стр. 131 (1927).

Глава V.

Экспериментальное подтверждение законов излучения черного тела.

Измерения постоянной C_2 . Экстраполяция к высоким температурам при помощи закона Стефана.

43. Экспериментальные подтверждения законов излучения черного тела. Экспериментальные подтверждения законов излучения черного тела производились весьма разнообразным образом и, сказать правду, довольно бессистемно. Некоторые из этих проверок делались путем прямого контроля формул, причем температуры измерялись газовым термометром. При других ограничивались контролированием одного закона излучения другим¹⁾ (закон Стефана и формула Планка, или закон смещения Вина и формула Планка).

Мы разделим эти проверки на три группы:

1) измерения постоянной C_2 , выполняемые спектроболометрическим методом в инфракрасной области; в этом случае контроль законов излучения состоит в установлении совпадений значений, получаемых для постоянной C_2 (короче: проверка постоянства C_2);

2) прямой контроль закона Стефана-Больцмана при помощи температур, измеренных газовым термометром;

3) проверки, выполняемые при помощи оптического монохроматического пирометра в видимой области: значения постоянной C_2 , получаемой при помощи оптического пирометра, причем температуры измеряются газовым термометром; значения постоянной C_2 , даваемые оптическим пирометром, причем температуры получают посредством экстраполяции закона Стефана.

Следует, впрочем, напомнить, что контроль законов излучения черного тела, и притом, может быть, наиболее замечательный, состоит, как мы уже видели (§ 33), в совершенном совпадении значений постоянной Планка h , вычисленной, исходя из значений постоянных C_2 и σ , даваемых опытом.

Приступим теперь к последовательному просмотру трех групп контрольных опытов.

44. Результаты измерений постоянной C_2 , выполняемых спектроболометрическим методом в инфракрасной области (Нашен, Люммер и Прингсгейм, Варбург, Кобленц.) Напомним только принцип этих измерений,

¹⁾ Следует заметить, что выше предельной температуры (1560° C), которую может дать газовый термометр, это — единственно возможный способ проверки.

Измеряют энергию, посылаемую черным телом на болометр (или термоэлектрический столбик) подходящей формы, покрытый каким-нибудь хорошо поглощающим веществом (сажа, платиновая чернь, окись меди); болометр помещают иногда в центре металлической полусферы, полированной изнутри и защищенной от потери тепла, с тем, чтобы наилучшим образом реализовать условия интегрального приемника¹⁾.

Измерения имеют только относительный характер и сводятся к измерению λ нагревания болометра частью излучения черного тела, приходящейся на малый спектральный интервал $\Delta\lambda$, одинаковый для различных значений λ , при которых выполняется измерение. Этот метод нуждается в гальванометре очень высокой чувствительности, ибо приходится иметь дело с чрезвычайно малыми количествами энергии.

Для того чтобы сделать измерения вполне сравнимыми, располагают между черным телом и болометром ряд экранов и диафрагм, поддерживаемых при постоянной температуре путем циркуляции воды между двойными стенками этих экранов.

Такие измерения могут выполняться только в специально оборудованных лабораториях. Они требуют знания, и притом очень точного, показателей преломления для всех длин волн тех веществ (кварц, флюорит), из которых состоят призмы спектральных аппаратов (для вычисления поправок по приведению к нормальному спектру). Сверх того, необходимо ввести также и другие важные поправки: на отражение излучения гранями призмы, на поглощение веществом призмы, различную для разных длин волн. Необходимо также учесть неодинаковость поглощающей способности болометра для разных λ , равно как и поглощение излучения атмосферой (углекислота и пары воды), расположенной между черным телом и болометром²⁾.

Первые измерения Пашена, Люммера и Прингстейма оставляют некоторые сомнения относительно применявшейся температурной шкалы. При всех измерениях после 1911 г., как мы уже видели (§ 6), не пользовались более температурой плавления палладия (1549°C), определенной Деєм и Сосманом при помощи газового термометра. Исходя из температуры плавления золота (1336°K) экспериментаторы были вынуждены экстраполировать к более высоким температурам посредством закона Вина или закона Стефана-Больцмана.

Экстраполяция от известной температуры T_1 к температуре T_2 в случае применения закона Вина выполняется при помощи измерения энергии E_{m_1} и E_{m_2} ³⁾, соответствующей максимумам излучения при температурах T_1 и T_2 . На основании закона Вина имеем:

$$T_2 = T_1 \sqrt[5]{\frac{E_{m_2}}{E_{m_1}}}.$$

¹⁾ См. также устройство гальванометрической цепи и значения спектральной радиации см. § 45.

²⁾ По поводу этих поправок см.: Sobolev, «Bur. Stand. Bull.», 9, 203 (1913) (отражение); id. 13, 529 (1920) (поглощение в атмосфере); id. 11, 471 (1914) (оптическое постоянство кварца); Wagnburg u. Müller, «Ann. der Phys.», 48, 410 (1915) (поглощение в кварце).

³⁾ При этих измерениях должна, конечно, быть учтена поправка на приведение к нормальному спектру.

В случае применения закона Стефана-Больцмана экстраполяция выполняется при помощи формулы:

$$T_2 = T_1 \sqrt[4]{\frac{E_2}{E_1}},$$

где E_2 и E_1 суммарные (для всех длин волн) энергии, соответствующие температурам T_1 и T_2 ¹⁾.

Некоторые исследователи с целью контроля производили экстраполяцию температуры T_2 как при помощи первого, так и второго метода. Согласно получилось вполне удовлетворительное ²⁾.

Экстраполировав температуру T_2 одним из вышеизложенных способов, можно для вычисления постоянной C_2 использовать метод изохромат или метод изотерм.

При применении изохроматического метода измеряют для одной и той же λ отношение энергий E_2 и E_1 , испускаемых при двух температурах T_2 и T_1 ; C_2 дается следующей формулой, основанной на допущении применимости закона Вина:

$$C_2 = \frac{\lambda T_1 T_2}{T_2 - T_1} \lg \frac{E_2}{E_1}.$$

Отметим, между прочим, что при этом методе относительные измерения энергии делаются при одной и той же длине волны λ ; поэтому поправки на дисперсию пренебрежимо малы, а большая часть других поправок, о которых упоминалось выше, делаются излишними.

В методе изотерм определяют значение длины волны λ_m , соответствующее максимуму испускания при температуре T ; в таком случае вычисление постоянной C_2 выполняется при помощи формулы:

$$C_2 = a \lambda_m T,$$

¹⁾ По поводу этой экстраполяции см. § 49.

²⁾ Warburg u. Müller, «Ann. d. Phys.», 48, стр. 423—424 (1915). Согласно этим авторам, значение, экстраполированное при помощи закона Стефана-Больцмана, оказывается систематически несколько более высоким, чем значение, полученное при помощи закона Вина (от 1 до 2° для $T = 1676^\circ \text{K}$). Явление связано, повидимому, с абсорбцией в газах. Это приводит к несколько различным значениям постоянной C_2 (см. табл. 14).

³⁾ Применение формулы Планка приводит к вычитанию из этого значения C_2 поправочного члена:

$$\frac{\left(-\frac{C_1}{\lambda T_2} - \frac{C_2}{\lambda T_1}\right) \lambda T_1 T_2}{T_2 - T_1};$$

при вычислении этого поправочного члена для C_2 принимают приближенное значение, даваемое законом Вина. Существование этого поправочного члена, который возрастает вместе с λ , достаточно для того, чтобы объяснить систематическое возрастание C_2 с λ , отмеченное Люммером и Прингсгеймом [Lummer u. Pringsheim, «Verh. deutsch. Phys. Ges.», 1, 23 (1899); Congrès de physique (1900), 11, стр. 84; «Zts. für Instr.», 20, 149 (1900)].

$$\begin{array}{ccccccccc} \lambda = & . & . & . & 1,21 \mu & 1,96 \mu & 2,20 \mu & 3,53 \mu & 4,56 \mu & 8,3 \mu \\ C_2 = & . & . & . & 13\ 510 & 18\ 810 & 14\ 240 & 14\ 801 & 16\ 510 & 18\ 500 \end{array}$$

где

$$\alpha = 4,9651.$$

В действительности значение λ_m , которому соответствует максимум испускания, не определяется непосредственно на кривых испускания, ибо такой метод был бы недостаточно точным. При одной и той же температуре T измеряют энергию E_m , соответствующую максимуму, и энергию E , соответствующую какому-нибудь заданному λ . Упрощенная формула Планка (см. § 36) дает в таком случае:

$$\frac{E_m}{E} = \left(\frac{\lambda_m}{\lambda}\right)^5 \frac{e^{\alpha} - 1}{e^{\frac{\alpha \lambda_m}{\lambda}} - 1} \quad (\alpha = 4,9651).$$

Из этой формулы можно графическим построением определить $\frac{\lambda_m}{\lambda}$ и, следовательно, λ_m .

Некоторые авторы ¹⁾ для вычисления на основании изотерм при температуре T применяли следующий метод (метод равных ординат). Определяют графически на изотермической кривой длины волны λ_1 и λ_2 , соответствующие одинаковым ординатам. Из формулы Вина легко получается в таком случае:

$$C_2 = \frac{5 (lg_{\lambda_2} \lambda_2 - lg_{\lambda_1} \lambda_1) \lambda_1 \lambda_2 T}{\lambda_2 - \lambda_1}.$$

Формула Планка дает то же самое значение, из которого надо вычесть поправочный член:

$$\frac{\lambda_1 \lambda_2 T [lg_{\lambda_1} (1 - e^{-\frac{C_2}{\lambda_1 T}}) - lg_{\lambda_2} (1 - e^{-\frac{C_2}{\lambda_2 T}})]}{\lambda_2 - \lambda_1},$$

в котором для λ , меньшем 4μ , можно выражение в скобках заменить через:

$$e^{-\frac{C_2}{\lambda_1 T}} - e^{-\frac{C_2}{\lambda_2 T}}.$$

Критическое сравнение результатов, полученных различными исследователями, выходит за рамки этой книги; мы ограничимся поэтому указанием на очень важный обзор, опубликованный Коблентцом по этому вопросу ²⁾.

В табл. 14 мы сопоставляем значения C_2 , полученные разными авторами.

¹⁾ Paschen, Sitz. Akad. Wiss., Berlin, 21, 403 и 529 (1899); Coblenz, «Bur. Stand. Bull.», 10, 1 (1913); id. 13, 459 (1916).

²⁾ Coblenz, «Bur. Stand. Bull.», 17, 8 (1920), № 406. (Современное состояние вопроса о проверке законов температурного излучения черного тела и определение постоянных излучения.)

Таблица 14. Значения постоянной C_2 формулы Планка, введенные на спектрометрических измерениях в инфракрасной области.

Найболее	Год	Температура по со- гласному тари- рету	$\lambda_{\text{м}}^{\text{Д}}$ Наблюден- ное	$\lambda_{\text{м}}^{\text{Д}}$ Исправлен- ное по Ко- бленцу	Значения C_2 *	Примечания
Пламен	1893	от 107 до 450°	2891	2891	14 380	{ флюоритовая призма.
	1893	» 400 — 1050°	2917	2917		
	1911	—	2947 ± 16	2944		
- юхлер и Притге- ген	1893	» 500 — 1200°	2879	2879	14 230	{ Флюоритовая призма.
	1900	» 530 — 1370°	2876	2876		
Варбург и сотрудни- ки (Государ- ственное бюро тех- нических изыс- следований)	1910	» 1083 и 1400°	—	—	14 310	{ Температурная шкала исправлена при помощи закона Стефана-Больцмана.
	1911	»	—	—		
	1912	»	—	—		
	1913	»	—	—		
	1913	»	2894 ± 8	—		
Варбург и сотрудни- ки (Государ- ственное бюро тех- нических изыс- следований)	1913	»	—	—	14 255	{ Высокая температура экстраполировалась при помощи закона Стефана-Больцмана.
	1913	»	—	—		
Кобленц (Гиро- стандартов)	1913	от 1063 до 1970°	—	—	14 500—14 400	{ Высокая температура экстраполировалась при помощи закона Вина. Различия между экстраполированными значениями C_2 являются исключительно от методических в анализе завыша дисперсии призма.
	1913	450—1590°	2911	—		
	1914	—	2904	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Флюоритовая призма.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	{ Новая калибровка призмы. Уточнен исправленные значения 1913 г.
	1914	—	—	—		
Значение, принятое 7-й генеральной конференцией мер и весов в 1927 г.	1913	—	—	—	14 320	

Как видно из таблицы, существует еще довольно значительная неопределенность в значении постоянной C_2 . В Германии Государственное бюро физико-технических измерений принимает с 1916 г. значение $C_2 = 14\,300$ микрон-градус. В Америке Бюро стандартов, которое между 1917 и 1923 гг. пользовалось значением $C_2 = 14\,350$ ¹⁾, решило с 1923 г. заменить его значением $C_2 = 14\,320$ микрон-градус²⁾.

Принимая во внимание некоторую неточность измерений, кажется довольно затруднительным выбрать одно из этих двух значений. Ниже (§ 115) нам придется, при изучении оптического монохроматического пирометра, проанализировать ошибки при экстраполяции к высоким температурам, происходящие от указанного расхождения.

Для практических целей, для того чтобы сделать сравнимыми определения температур, выполняемые в различных лабораториях, достаточно избрать определенное значение постоянной C_2 . Это было сделано 7-й Всеобщей конференцией мер и весов (Париж 1927), предложившей временно, для 31 страны, подписавших соглашение о метре, принять значение:

$$C_2 = 14\,320 \text{ микрон-градус.}$$

Международный конгресс по освещению в 1928 г. также остановился на этом числе.

45. Проверка закона Стефана-Больцмана. Экстраполяции к высоким температурам посредством этого закона. Мы не предполагаем здесь излагать разнообразные проверки закона Стефана-Больцмана, ни описывать в деталях многочисленные опыты по определению постоянной σ . Для этой цели мы отсылаем читателя к уже упомянутому обзору Коблентца³⁾.

Мы ограничимся критическим рассмотрением методов и аппаратов, применяющихся при этих измерениях. Это рассмотрение может служить хорошим введением к главе, которую мы посвятим в дальнейшем законам пирометрии при суммарном излучении (гл. XXI). При этом мы сможем также уточнить, какие меры предосторожности должны быть применяемы при экстраполяции к высоким температурам посредством закона Стефана-Больцмана.

46. Приемники, приспособленные к изучению суммарного излучения⁴⁾. Волнометры⁵⁾. Таким аппаратом является мостик Витстона, две ветви которого представляют собой две металлические полоски, сделанные возможно более тонкими, для того чтобы уменьшить теплоемкость их (полоски из платины толщиной в 0,001 мм).

¹⁾ Hyde, «Gen. Electr. Rev.», 20, 919 (1917).

²⁾ Значение, принятое в Международных критических таблицах постоянных (русское издание «Приложение к технической энциклопедии»).

³⁾ Coblenz, «Bur. Stand. Bull.», 17, 8 (1920).

⁴⁾ При составлении этого параграфа мы произвели обширные позачемствоваания из очень интересного обзора Coblenz, «J. Opt. Soc. Amer.», 5, 259 (1921) (Инструменты и методы радиометрии). Там же можно найти обширную библиографию по этому вопросу.

⁵⁾ См. Coblenz, «Bur. Stand. Bull.», 4, 415 (1908) и 9, 34 (1913).

Эти две полоски почернены платиновой чернью или копотью (сажа). Их размещают в плечах мостика так, чтобы получить симметричное расположение, и одну из них (приемник) подвергают действию излучения, а другую поддерживают при постоянной температуре. Две другие ветви мостика состоят из манганиновых проволок, температурный коэффициент которых крайне мал; их сопротивления должны быть в 3—4 раза больше, чем сопротивления пластинок.

Гальванометр, монтированный в одной из диагоналей мостика, дает отклонение, пропорциональное изменению температуры приемника, т. е. пропорциональное энергии, полученной этим последним¹⁾.

Мы увидим, какие меры предосторожности приходится применять для того, чтобы избежать конвекционных токов, крайне затрудняющих измерения. Предпочтительно, если это возможно, помещать болометр в сосуд, закрытый пластинкой флюорита или каменной соли, в котором производят хороший вакуум (около 0,01 мм). При таком расположении получается еще одно преимущество, состоящее в увеличении чувствительности (приблизительно вдвое). Мы отсылаем к оригинальным работам для ознакомления с деталями практического устройства.

Подобный аппарат представляет и некоторые неудобства; в частности, требуется очень постоянная батарея для питания мостика. Действительно, никогда не удастся осуществить постоянную симметрию мостика. Платиновые полоски никогда не бывают строго идентичны (различия в поверхности или в испускательной способности); при этих условиях малое изменение тока в мостике сказывается на медленном смещении нуля. С другой стороны, пластинки болометра, по которым течет постоянный ток, находятся при температуре более высокой, чем температура окружающего пространства, вследствие чего установка довольно чувствительна к конвекционным токам.

Усовершенствования, внесенные за последние годы в устройство термоэлектрических столбиков, позволили придать им чувствительность такого же порядка, как у лучших болометров. Так как применение термопар оказывается более удобным, то за последние годы они все более и более вытесняют болометры из радиометрических измерений.

Термоэлектрические столбики. Теория показывает, что для получения максимальной чувствительности при помощи подобных аппаратов необходимо соблюдение следующих условий: 1) диаметры проволок обоих металлов, которые составляют термопару, должны быть выбраны таким образом, чтобы отношение между теплопроводностью и электропроводностью было одним и тем же для обоих проволок; 2) потери тепла вследствие теплопроводности проволок должны быть равны потерям тепла вследствие излучения со стороны приемной пластинки, припаянной к стыку проволок. Прибавим, что гальвано-

¹⁾ Этот закон пропорциональности перестает быть верным, если нагревание приемника становится значительным (§ 48). Для измерения больших значений отношения двух энергий можно так ввести последовательно с гальванометром известное сопротивление или использовать метод компенсации. Warburg u. Leithäuser, «Zts. für Instrum.», 30, 119 (1910).

метр, приключенный к термопаре, должен иметь такое же электрическое сопротивление, как и сама пара¹⁾.

Широким распространением пользуются в настоящее время термопары висмут серебро. Из таких термопар составляют обычно батареи (столбики), число чувствительных спаев которых достигает 20—40. Техника быстрого приготовления таких столбиков со сплошной поглощающей поверхностью была выработана Кобленцом²⁾: проволоки из висмута и серебра имеют соответственно диаметр 0,1 мм и 0,04 мм; каждый приемный спай припаян к приемнику, состоящему из почерненной пластинки олова 0,02 мм толщиной, размером 1×2 мм. Совокупность термопар смонтирована на подставке из слоновой кости таким образом, что все спаи оказываются свободно подвешенными в воздухе и строго симметричными. Для достижения температурного равновесия такого столбика требуется всего лишь 3—5 секунд. Если столбик заключен в пустоту (около 0,02 мм), то чувствительность его удваивается.

В одной из более поздних работ³⁾ можно найти указания относительно конструкции переносного столбика, заключенного в оболочку, в которой можно поддерживать хороший вакуум при помощи кусочков кальция; нагревая их время от времени, можно вполне поглощать газы, выделяемые различными частями термостолбика или стенками оболочки.

Упомянем, наконец, работы, опубликованные по этому вопросу за последние годы Мюллером⁴⁾ и Моллем и Бюргером⁵⁾. С наиболее совершенными столбиками современной конструкции можно достигнуть чувствительности 3,5 микровольт на 10^{-8} грамм-калорий в секунду.

Мы не останавливаемся на радиометрах и радиомикрометрах, которые не находят более применения в текущей практике радиометрии⁶⁾. Точно так же мы отсылаем читателя к оригинальным работам для ознакомления с деталями применения гальванометров высокой чувствительности, с защитой против внешних магнитных влияний, к которым приходится прибегать при измерениях малых количеств энергии.

47. Расположение экранов и диафрагм постоянной температуры, применяемых при измерениях суммарного излучения. В главе XV мы детально остановимся на способах осуществления интегрального радиатора, удовлетворяющего условиям черного тела. Здесь же мы ограничимся только указаниями относительно расположения,

¹⁾ Для измерения больших значений сравниваемых энергий шептируют гальванометр известным сопротивлением. Для этого, конечно, необходимо точно знать сопротивления столбика и гальванометра.

²⁾ Coblenz, «Bur. Stand. Bull.», 9, 15 (1913) (Конструкция термостолбика Ag—Bi); «Bur. Stand. Bull.», 11, 131 (1914). (Различные расположения термоэлектрических столбиков висмут — серебро, имеющих сплошную абсорбирующую поверхность).

³⁾ Coblenz, «Bur. Stand. Scient. Pap.», № 413 (1921) (Портативный термоэлектрический столбик в пустоте).

⁴⁾ Müller, Reichsanstalt, p. 273 (1927), «Zts. f. Instr.», 48 (1928).

⁵⁾ Moll u. Bürger, «Phil. Mag.», 50, 618 (1925), «Zts. f. Phys.», 32, 576 (1925); id. 34, 109 (1925); Moll, «J. Sc. Instr.», 3, 349 (1926).

⁶⁾ В измерениях инфракрасных полос поглощения приборы эти еще находят применение, см. O. Schaefer u. Matossi, Das ultrarote Spectrum, Springer, 1930.

которое должны иметь различные экраны и диафрагмы при установке, предназначенной для измерений интегрального излучения.

Пучок должен быть определен при помощи двух диафрагмы D_1 и D_2 с резкими краями (рис. 15), расположенными одна (D_1) в непосредственной близости к выходу пучка из радиатора, другая (D_2) — около самого приемника B (термостолбик или болометр). Необходимо, сверх того, чтобы весь конус, ограниченный контуром aa' диафрагмы D_1 и имеющий вершину в какой-нибудь точке приемника B , проходил из центральной области радиатора, находящегося при вполне однородной температуре T . Этот конус не должен нигде пересекаться диафрагмами ($d_1, d_2, \dots$), отмеченными внутри радиатора¹⁾, ни диафрагмами ($D', D'', \dots$), расположенными перед болометром.

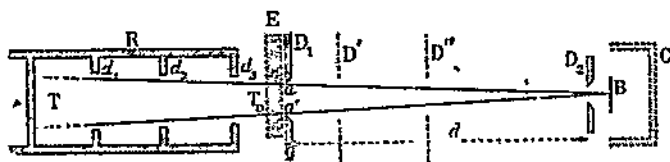


Рис. 15. Схематическое расположение диафрагмы и экранов в монтаже измерений суммарной радиации.

Поверхность aa' должна быть рассматриваема как поверхность, излучающая радиацию черного тела (при температуре T) к приемнику B .

Если s_1 и s_2 — сечения отверстий диафрагм D_1 и D_2 , и d — расстояние между ними (предполагаемое большим по сравнению с размерами диафрагм), если B_T — суммарная яркость черного тела при температуре T , то энергия, полученная приемником, будет иметь значение:

$$B_T s_1 \cdot s_2 \cdot \frac{1}{d^2}.$$

Но для того чтобы измерения были сравнимы, они должны относиться к стандартной опорной температуре T_0 ; другими словами, нуль приемника получается, если у поверхности aa' со стороны радиатора будет помещено тело температуры T_0 ²⁾. Кроме того, необходимо, чтобы в продолжение всего опыта положения и температуры диафрагм $D_1, D_2, D', D'', \dots$ оставались строго одними и теми же, так, чтобы не изменялось излучение, посылаемое этими диафрагмами к приемнику B .

На практике эти диафрагмы представляют плоские сосуды, внутри

¹⁾ На рис. 15 для ясности эти диафрагмы изображены имеющими гораздо больший диаметр, чем это необходимо для получения хорошего черного тела.

²⁾ Если, например, предполагается измерить постоянную получения σ , то нужно определить разность энергий, полученных приемником, подверженным действию излучения температуры T и T_0 . Эта разность равна $\frac{\sigma}{\pi} \left(T^4 - T_0^4 \right) \frac{s_1 s_2}{d^2}$. Некоторые исследователи применяли этот метод для проверки закона $\frac{1}{d^2}$.

которых циркулирует вода строго определенной температуры. Поверхность диафрагм хорошо почернена. В частности, диафрагма D_2 , помещенная непосредственно перед приемником, должна сама быть расположена таким образом, чтобы не нагреваться заметно под действием излучения, которое она получает со стороны радиатора¹⁾. Прибавим еще, что приемник должен быть защищен сзади против колебаний наружной температуры; для этой цели служит защитный ящик C , представляющий собою тепловой экран.

48. Источники ошибок при относительных измерениях суммарного излучения. Мы оставляем в стороне измерения абсолютного значения постоянной σ . По поводу деталей, касающихся абсолютных измерений, которые представляют максимум гарантий, мы отсылаем читателя к мемуару Кобленца²⁾.

Мы ограничимся здесь указанием на источники ошибок, которые встречаются при относительных измерениях суммарного излучения, как в том случае, когда они имеют целью проверку закона Стефана-Больцмана, так и когда хотят использовать этот закон для экстраполяции к высоким температурам, исходя из температуры плавления золота.

Эти ошибки зависят, во-первых, от того обстоятельства, что приемник не является абсолютно «черным». Сажа и платиновая чернь, которыми в большинстве случаев пользуются для чернения болометров или спаев термостолбиков, имеют коэффициент отражения ρ , которым нельзя пренебречь и который довольно заметно меняется от одного образца черни к другому (см. табл. 8). Это влечет за собой довольно заметную неточность в абсолютных измерениях. Для относительных измерений, которые только нас здесь и интересуют, имеет значение не сама величина ρ , а лишь ее изменения в зависимости от длины волны λ ; мы видели, что ρ растет вместе с λ_m , т. е. с длиной волны, соответствующей максимуму энергии в сложном излучении (табл. 7 и 8): от 1,1% для $\lambda_m = 1\mu$ (излучение черного тела при 2500°C) до 1,7% для $\lambda_m = 2,4\mu$ (излучение черного тела при $T = 1000^\circ\text{C}$). Ошибку, которая протекает от этого обстоятельства, в случае экстраполяции от 1000°C до 2500°C нетрудно вычислить. Она достигает приблизительно 0,6%³⁾.

Для того чтобы избежать этой поправки, некоторые исследователи помещают приемник в центре сферы, полированной изнутри.

Другая причина ошибки лежит в отступлении от строгой пропорциональности между количеством энергии, воспринятой приемником, и отклонением измеряющего гальванометра. При экстраполяции от точки плавления золота T_1 к абсолютной температуре $T_2 = 1675^\circ\text{K}$ Варбург⁴⁾

1) Мы увидим впоследствии, что для большинства болометров с суммарной радиацией эти условия далеко не выполняются; это влечет за собою немаленький погрешности и трудности измерения.

2) Coblenz, «Ber. Stand. Bull.», 12, 503 (1916) (Инструментарий для измерений энергии в абсолютных единицах. Абсолютный термоэлектрический столбик).

3) Эта ошибка имеет меньшее значение при абсолютных измерениях, хотя ею и в этом случае нельзя пренебречь; для T получается в этом случае ошибка, в 4 раза меньшая, чем при относительных измерениях, т. е. приблизительно 0,2% или 2%.

4) W a g n e r, «Ann. d. Phys.», 48, 417 (1915).

нашел расхождение в 0,3% между отношением энергий, измеренным при помощи болометра и гальванометра (метод компенсации), и значением, полученным по методу вращающегося сектора. В этом случае поправка тоже мало существенна. Предпочтительнее исключить ее, уменьшая посредством вращающегося сектора интенсивность излучения получаемого от черного тела при температуре T_2 с таким расчетом чтобы сделать ее равной интенсивности, доставляемой черным телом, при температуре T_1 . В таком случае приемник играет роль только нулевого инструмента.

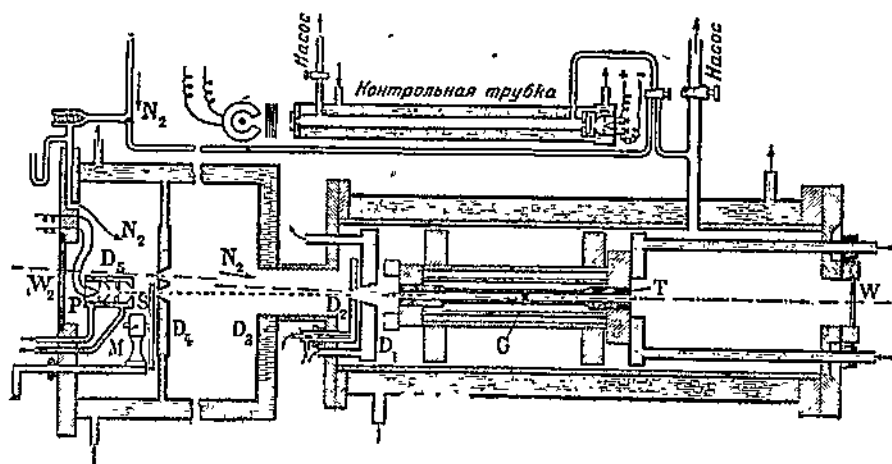


Рис. 16. Аппарат Менделенголда и Форсайта для проверки закона Стефана-Больцмана.

G — графитовая стенка печи, сделанной из угольной трубки; D_1, D_2, D_3, D_4 — диафрагмы, охлаждаемые циркулирующим содом; S — вращающийся сектор; P — тормозноэлектрический столбик; D_5 — охлаждающая оболочка, окружающая P .

Третий источник ошибок, гораздо более важный, связан поглощением газами (CO_2 , CO , пары воды), находящимися между радиатором и приемником¹⁾.

Этой абсорбцией ничем образом нельзя пренебречь. Для слоя атмосферного воздуха в 50 см толщины при обычных условиях (упругости водяных паров около 10 мм) коэффициент абсорбции равняется приблизительно 2,6%²⁾. Если эта абсорбция остается постоянной, то она не вносит ошибки в наши относительные измерения³⁾. Но чтобы это имело место, необходимо принять чрезвычайно большие предосторожности, позволяющие избежать присутствия газа (CO_2) при выходе из зоны постоянной температуры черного тела, к которой относятся наши измерения. При высоких температурах, и особенно при

¹⁾ Ср. на кривых рис. 10 заштрихованные области, соответствующие атмосферному поглощению. В частности, CO_2 обладает полосами поглощения, лежащими вблизи максимума энергии, получаемой черным телом, имеющим температуру, обычно применяемую в этих опытах.

²⁾ Goblontz, «Bur. Stand. Bull.», 12, 573 (1916).

³⁾ Или, во всяком случае, ошибку этого порядка

печах, снабженных трубкой из угля, внутренние стенки печи выделяют значительные количества газа, который приходится устранять, заставляя циркулировать сквозь печь хорошо высушенный азот (рис. 16) ¹⁾ или откачивая всю аппаратуру.

Этот последний источник ошибок (абсорбция) побуждает нас оказать несколько слов относительно влияния прозрачных пластинок, которые иногда приходится помещать на пути излучения. Даже в тех случаях, когда применяют пластинки крайне прозрачные для инфракрасных лучей (флюорит, каменная соль), нельзя все же пренебречь соответствующими поправками, ибо коэффициент пропускания этих пластинок ²⁾, растет по мере того, как повышается температура излучающего черного тела. Поправки сделались бы очень значительными для вещества, подобного кварцу, который уже очень заметно поглощает в области $\lambda = 4\mu$ ³⁾.

Вышесказанные замечания дают представления о тех трудностях, которые встречаются при экстраполяции к высоким температурам при помощи закона Стефана-Больцмана, если желают выполнить эту экстраполяцию с большой степенью точности.

49. Описание аппаратов, служащих для проверки закона Стефана-Больцмана или для экстраполяции к высоким температурам при помощи этого закона. Мы ограничимся общим описанием этих аппаратов, отмечая только их интересные особенности. В гл. XVI мы подробно остановимся на устройстве черного тела, служащего для подобных измерений.

Аппараты, применявшиеся Люммером и Прингстеймом при их измерениях постоянной закона Стефана ⁴⁾, не представляют никаких особенностей, на которых стоило бы останавливаться. В опытах Менделюлла и Форсайта ⁵⁾ по проверке закона Стефана, эти исследователи применили аппаратуру, показанную на рис. 16.

Излучение доставлялось печкой, состоящей из угольной трубки ⁶⁾, в центре которой помещалась перегородка из графита G , излучающая по направлению к термоэлектрическому столбику P . Этот последний состоял из одного единственного спая, к которому был припаян тонкий серебряный почерненный диск диаметром в 3 мм. Термостолбик помещался в центре полусферического серебряного зеркала, полированного с внутренней стороны. Диафрагмы $D_1, \dots, D_n$ поддерживались при постоянной температуре циркулирующими сквозь них потоками воды. Диафрагма D_n служит для ограничения пучка; слегка сдвигая ее,

¹⁾ Циркуляция газа должна происходить в направлении приемник — внутренность печи (см. рис. 16).

²⁾ Этот коэффициент пропускания можно вычислить при помощи соотношения, указанного выше (§ 19). Для флюорита, при температуре излучения свыше 100°C практически постоянно; ср. цифры § 230.

³⁾ Мы увидим ниже, к каким трудностям ведет это обстоятельство при построении пирометра суммарной радиации, в котором излучение концентрируется на спаях термостолбика при помощи линзы (§ 230).

⁴⁾ Lummer u. Pringsheim, «Wied. Ann.», 63, 375 (1897), «Ann. d. Ph.», 3, 159 (1900) (Измерения при помощи болометра).

⁵⁾ Menéndez and Forsythe, «Phys. Rev.», 4, 65 (1914).

⁶⁾ Forsythe, «Astroph. Journ.», 34, 353 (1911).

мы можем преградить доступ излучению печи. Термостолбик P и окружающее его зеркало располагается внутри оболочки D , охлаждаемой потоком воды, текущей из очень большого резервуара при весьма постоянной температуре.

При относительных измерениях применялся нулевой метод, для чего можно было редуцировать излучения при помощи вращающегося сектора S с подходящим раскрытием, приводимого в движение мотором M (см. § 48). Наконец, газы, выделяющиеся из печи, устранились при помощи тока азота, хорошо очищенного и хорошо высушенного при уменьшенном давлении (от 5 до 15 мм ртутного столба). Азот вводился

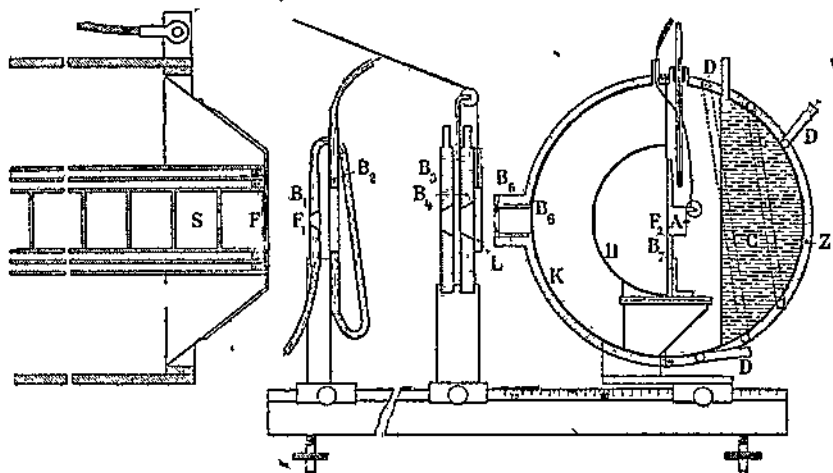


Рис. 17 Аппарат, примененный Варбургом и Мюллером для экстраполяции к высоким температурам при помощи закона Стефана-Вольцмана.

S — оболочка печи; F_1, F_2 — щели, ограничивающая пучок; B_1, B_2, B_3, B_4 — диафрагмы, охлаждаемые токами воды; L — охлаждаемая вилка; A — термоэлектрический спай; H — сферическое отражающее зеркало.

через трубку в левой части рисунка и просасывался при помощи насоса. Газы, выделяющиеся из печи, можно было вводить в трубку R , закрытую на обоих концах флюоритовыми окошечками. Располагая с одной стороны трубки R штифт Нернста, а с другой — термостолбик и вводя в R газы и выкачивая их, можно было убедиться, что коэффициент абсорбции этих газов не превышал $\frac{1}{1000}$.

Рис. 17 воспроизводит аппарат, примененный Варбургом и Мюллером¹⁾ в их измерениях температур при помощи экстраполяции по закону Стефана (см. табл. 14). Диафрагмирование пучка достигалось при помощи двух щелей F_1 и F_2 , поддерживаемых при постоянной температуре. Болومتر A , расположенный непосредственно за R_2 , помещался в центре полусферического зеркала H , сделанного из никеля, расположенного, в свою очередь, concentrically во второй зеркальной полусфере K , снабженной снаружи водяной рубашкой. Область за

¹⁾ Warburg und Müller, «Ann. d. Phys.», 48, 416 (1931).

болометром также окружена сферической оболочкой с водяной циркуляцией; сверх того, здесь же помещается наполненный водой сосуд C , так что в пространстве вокруг болометра обеспечено весьма надежно постоянство температуры.

Диафрагмы $B_1, B_2, \dots, B_3, B_6$ не ограничивают пучки, а служат для защиты от посторонних влияний. В частности, две последние имеют назначение устранять воздушные токи перед болометром¹⁾. Никаких предосторожностей для устранения поглощающих газов не было принято, что могло повлечь за собой известные неточности при экстраполяции.

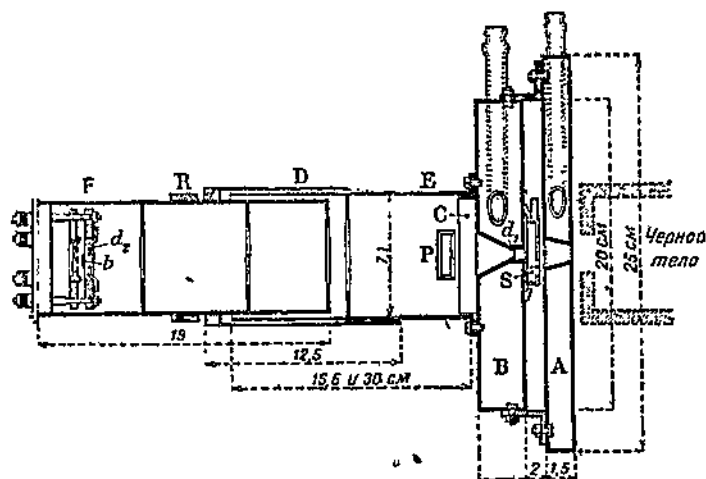


Рис. 18. Аппарат, примененный Коблентцем при измерениях постоянной суммарного излучения черного тела.

d_1, d_2 — диафрагмы, ограничивающие пучок; d — приемная пластинка термоэлектрического столбика; A, B — охлаждаемые диафрагмы; S — защитный охлаждаемый экран.

Коблентц²⁾ в своих первых измерениях постоянной суммарного излучения с также пришел к необходимости поместить почерневший приемник в центре вогнутого зеркала, с тем, чтобы избежать потерь, связанных со слабым диффузным отражением от поверхности приемника. В своих последних измерениях³⁾ он пришел к выводу, что указанный метод устранения влияния отражения может привести к большим ошибкам, чем тщательный учет количества энергии, отраженной на зачерненной поверхности приемника, и введение соответствующих поправок (§ 48). Рис. 18 изображает совокупность аппаратов, применявшихся в измерениях Коблентца: d_1 и d_2 — диафрагмы с резко очерченными краями, ограничива-

1) Отметим, что, согласно лампочному сделанному выше (§ 47), было бы лучше поместить экран L у щели F_1 со стороны радиатора.

2) Goblentz, «Bur. Stand. Bull.», 10, 2 (1913).

3) Goblentz, «Bur. Stand. Bull.», 12, 509 (1916). При абсолютных измерениях приемник b (почерневшая пластинка) был прижат к термостолбику, измеряющему нагревание приемника; само собой разумеется, что для относительных измерений можно обойтись просто термостолбиком, без специального приемника.

ющими пучок, b — приемная пластинка, A и B — диафрагмы, охлаждаемые водой, S — экран постоянной температуры. Коническая часть, расположенная за щелью d_1 , тщательно зачернена, с тем, чтобы реализовать для d_1 , играющего роль источника, условия интегрального излучателя. Обращает на себя внимание, что автором не принято никаких специальных предосторожностей для поддержания постоянной температуры d_2 и различных диафрагм, расположенных между d_1 и d_2 . Это обстоятельство не внесло, как кажется, никаких неприятных осложнений в измерение.

50. Непосредственные подтверждения закона Стефана-Больцмана. В докладе Люммера на Международном конгрессе по физике в 1900 г.¹⁾ изложены результаты первых проверок закона Стефана.

Измерения, выполненные Люммером и Прингсгеймом, причем впервые были осуществлены хорошие условия опыта, привели к отличному подтверждению закона (в пределах между 100 и 1300° C). При этом следует, впрочем, заметить, что самые высокие температуры измерялись при помощи термомпары ле-Шателье, для которой, как мы уже видели, экстраполяция не дает вполне точных результатов.

Валентинер²⁾ (1900) взял на себя задачу проверить закон Стефана, измеряя температуры при помощи газового термометра. Каждое из примененных черных тел дало очень хорошее подтверждение закона. Температуры, экстраполированные при помощи этого закона, исходя из среднего значения σ для данного черного тела, согласуются с температурами, определенными по газовому термометру, так что расхождение вблизи 1550° C не превосходит 6°.

Мендсголл и Форсайт (1914) в измерениях, уже упоминавшихся выше (§ 49, рис. 16), также нашли очень хорошее согласие между законом и опытом для точки плавления палладия, определенной по измерениям Дея и Сосмана при помощи газового термометра (1549° C). Следует отметить, однако, что все эти измерения характеризуются недостаточной точностью.

С 1911 г. Варбург и его сотрудники были вынуждены констатировать расхождение между оптической шкалой и шкалой, полученной на основании измерений Дея и Сосмана, и, в соответствии с этим, отвергли данные, доставляемые газовым термометром. Шкала же, экстраполированная на основании закона Стефана, оказалась в хорошем согласии (точность 2° вблизи 1400° C) со шкалой, экстраполированной на основании закона Вина (§ 44).

51. Измерения постоянной излучения C_2 , выполненные в видимом спектре с помощью оптического монохроматического пирометра. Строго говоря, лишь немногие измерения, выполненные с помощью оптического монохроматического пирометра, могут интерпретироваться как абсолютные измерения константы C_2 излучения черного тела. Уточним те условия, которым должны удовлетворять такие измерения.

Определим из опыта посредством оптического монохроматического пирометра для какой-нибудь определенной длины волны λ отношение

¹⁾ Lummer, Congrès physique II, стр. 78—81 (1900)

²⁾ Valentiner, «Ann. d. Phys.», 31, 275 (1910).

спектральных яркостей b_1 и b_2 черного тела при температурах T_1 и T_2 . Из закона Вина легко выведем соотношение:

$$\lg \frac{b_2}{b_1} = \frac{C_2}{\lambda} \left\{ \frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right\}.$$

Это соотношение позволит вычислить C_2 по известной длине волны λ и измеренному отношению $\frac{b_2}{b_1}$ при условии, что известны температуры T_1 и T_2 .

Наиболее низкая температура, которую можно использовать при точных оптических измерениях, не может лежать ниже температуры плавления золота. Для того чтобы вышеописанный метод был точен, необходимо, чтобы температуры T_1 и T_2 достаточно сильно отличались друг от друга. Отсюда сразу становятся явными те трудности, которые связаны с определением температуры T_2 , входящей в измерения. Термопары, как мы уже видели, слишком плохой инструмент экстраполяции для температур, лежащих выше температуры плавления золота. Чтобы определить T_2 , нужно прибегнуть к газовому термометру или экстраполировать при помощи оптического закона (закона Стефана-Больцмана).

К сожалению, даже после очень тщательных измерений Дея и Сосмана не устранены полностью ошибки, которые вблизи температуры плавления палладия достигают по шкале газового термометра по меньшей мере 5° . Понятно, таким образом, что этой шкалой нельзя воспользоваться для точного определения постоянной C_2 . Нам придется дальше говорить о многочисленных измерениях, выполненных при помощи оптического пирометра над черным телом, доведенным до температуры плавления различных тел (Au, Pd, Pt). Единственные, представляющие интерес данные, которые можно извлечь из этих измерений, — это значения отношения яркостей, полученные различными экспериментаторами. Исходя из этих данных, мы вычислим, в качестве примера, соответствующие значения C_2 , принимая для температуры плавления палладия 1549°C (число Дея и Сосмана) и 1555°C (наиболее вероятное современное число).

Полученные значения сопоставлены в табл. 15.

Таблица 15. Значения, вычисленные, исходя из пирометрических измерений и предпологая температуру плавления палладия известной.

Наблюдатели	R ?	λ	C_2 (Pd=1549° C)	C_2 (Pd=1555° C)
Вайднер и Бюррес, 1907	—	—	14 420	14 290
Нернст и Вартенберг, 1906	131	0,5893	14 390	14 260
Хольборн и Валентинов, 1907	92	0,656	14 860	14 725
Хайд, Кэди и Форсайт, 1915	76,9	0,6648	14 470	14 340

Как видно из таблицы, значения C_2 , вычисленные, исходя из температуры палладия 1549°C , оказываются систематически более высокими, чем значения, даваемые спектроболометрическими измерениями в инфра-

1) R — отношение яркостей черного тела при температурах плавления палладия и золота для излучения с длиной волны λ .

красной области. Наоборот, значения, полученные при $Pd = 1555^\circ C$, находятся в хорошем согласии со значениями, выведенными из спектроболометрических измерений (исключения составляют измерения Хольборна и Валентинера, дающие в обоих случаях слишком большую величину для C_2).

Естественно, приходим к мысли обернуть вычисления и интерпретировать различные экспериментальные измерения, приведенные выше, как определения температуры плавления палладия и платины, причем вычисления этих температур делаются на основании значения C_2 , даваемого спектроболометрическими измерениями (§ 44).

Только измерения, выполненные Менделенголом и Форсайтом¹⁾, можно, повидимому, рассматривать как действительные определения постоянной C_2 при помощи оптического пирометра.

В этих измерениях температура T_2 экстраполировалась, исходя из известной температуры T_1 посредством закона Стефана (ср. рис. 16 и соответствующее место текста). Отношение яркостей черного тела при двух температурах T_1 и T_2 для излучения λ были измерены по методу вращающегося сектора, так что пирометр²⁾ играл роль только нулевого инструмента. Формула, приведенная выше, дала при этих условиях для C_2 значение 14 890. Обсуждение измерений показывает, что допустимая ошибка в определении C_2 может быть около 0,2%.

Принимая во внимание усовершенствования, введенные за последнее время в пирометрические измерения, можно полагать, что аналогичные определения, выполненные ныне, позволили бы, конечно, получить лучшую точность. Впредь же до нового соглашения измерения с оптическим пирометром не позволят устранить некоторой неопределенности, существующей относительно значения, которое следует приписать постоянной C_2 .

¹⁾ Mendenhall and Forsythe, «Phys. Rev.», 4, 70 (1914); Mendenhall, «Phys. Rev.», 10, 515 (1917).

²⁾ В качестве пирометра в этих измерениях применялся спектропирометр, устроено которого мы опишем ниже (гл. XI).

Глава VI.

Лучеиспускающая монохроматическая способность нечерных тел.

52. Испускание нечерных тел. Мы будем обозначать именем «нечерное» тело, в противоположность названию «черное», все тела, коэффициент абсорбции которых меньше 1. К этой категории принадлежат различные тела (практически — все), начиная от сажи, коэффициент поглощения которой близок к 0,99, и кончая хорошо полированными металлами, для которых коэффициент поглощения не превосходит нескольких процентов.

Для каждого нечерного тела можно представить испускание при помощи спектральных кривых, аналогичных тем, которые мы строили для черного тела (изотермические кривые, изохроматические кривые). Рис. 19 и 20 дают соответственно изотермические спектральные кривые, энергетиче-

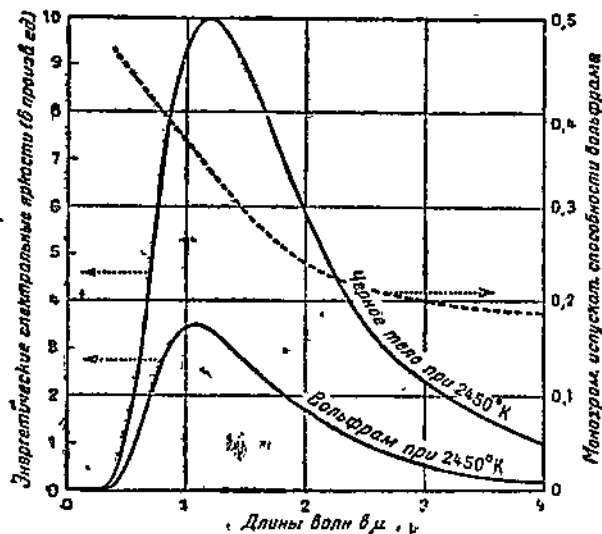


Рис. 19. Изотермические кривые энергетической спектральной яркости вольфрама и черного тела при температуре 2450°K.

(Пунктирная кривая дает отношение ординат двух кривых — испускательную способность вольфрама.)

ские и световые, характеризующие вольфрам при температуре 2450°K¹⁾.

На этих рисунках нанесены также для сравнения кривые спектральной яркости черного тела при той же температуре.

Мы воспроизводим также кривые спектральной энергетической яркости

¹⁾ Нормальная температура пустотной лампы накаливания с вольфрамовым вольфрамом (тип 50—60 W).

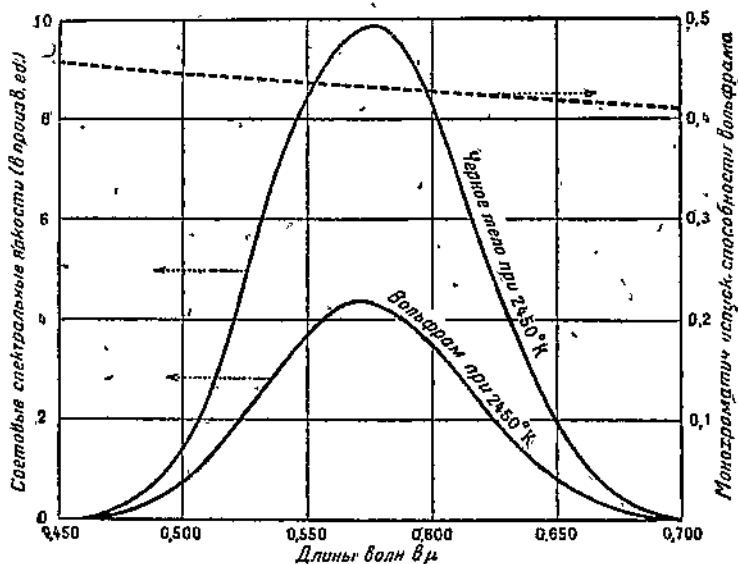


Рис. 20. Световая спектральная яркость вольфрама и черного тела при температуре 2450° K.

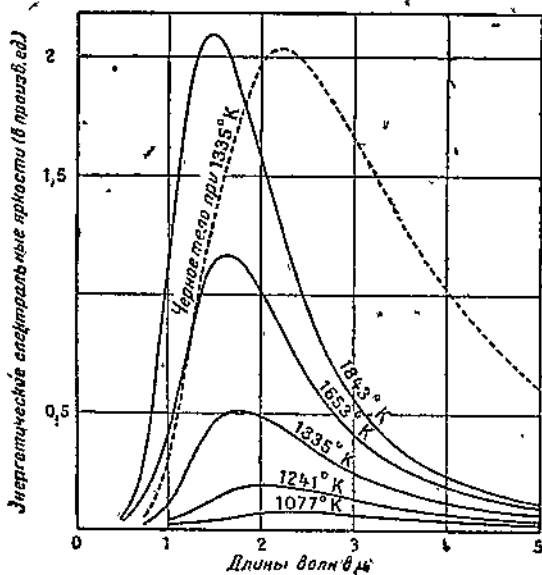


Рис. 21. Энергетические спектральные яркости платины при различных температурах.

(Пунктирная кривая представляет спектральную кривую черного тела при 1335° K.)

полированной платины¹⁾ для различных температур (рис. 21). Для сравнения приведена изотермическая кривая черного тела при 1335° К. Из рис. 19, 20 и 21 видно, что для металла при данной температуре спектральная кривая целиком лежит ниже кривой черного тела и при той же температуре²⁾, а общая форма кривых металла довольно сходна с соответствующими кривыми черного тела. Точно так же легко заметить, что при повышении температуры максимум смещается к коротким длинам волн (λ_m уменьшается) и соответствует меньшему значению λ_m , чем это имеет место для черного тела при той же температуре.

Делались попытки представить законы излучения нечерных тел при помощи формул, аналогичных формулам черного тела. Все предложенные формулы оказались несогласными с опытом. В частности, формулы:

$$b_{\lambda T} = C_1 \lambda^{-a} e^{-\frac{C_2}{\lambda T}} \quad \text{или} \quad b_{\lambda T} = C \lambda^{-a} \frac{1}{e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1}$$

оказались неточными: a изменяется очень заметно на протяжении спектра³⁾.

Формула $\lambda_m T = \text{const}$ также не согласуется с фактами; произведение $\lambda_m T$ очень быстро увеличивается с увеличением T (о 2500 до 3300 для тантала при изменении температуры с 1000 до 3000° К).

Мы увидим, далее, что формула, аналогичная формуле Стефана-Больцмана: $R = aT^4$, предложенная для представления суммарного излучения металла, также должна быть отвергнута, ибо она значительно расходится с опытом (§ 102).

Для того чтобы представить излучение нечерного тела, можно было бы, очевидно, поступить так, как мы это сделали только что для вольфрама и платины, т. е. начертить все изотермические кривые различных тел при всевозможных температурах; очевидно, такой способ изображения был бы слишком сложен.

Предпочтительнее дать относительные значения излучения тела по отношению к черному телу, т. е. выразить испускательную способность металла в долях способности лучеиспускания черного тела. Для определения различных испускательных способностей мы рассмотрим кривые рис. 19, 20 и 21.

53. Испускательная монохроматическая способность тела. Для каждой длины волны λ и для каждой температуры T можно рассматривать отношение между спектральной яркостью тела и спектральной яркостью черного тела. Это отношение⁴⁾ определяет величину, которую мы назовем *испускательной монохроматической*

¹⁾ McCauley, *Astroph. Journ.*, 37, 177 (1913).

²⁾ В случае тел с чисто термическим излучением это обстоятельство есть прямое следствие закона Кирхгофа.

³⁾ Приняв для a среднее значение, получим для α , например, что вычисленное значение в 6 раз меньше наблюдаемого.

⁴⁾ Это отношение будет, очевидно, тем же самым, если ли речь о спектральной яркости, энергетической или световой.

способностью тела для радиации λ при температуре T . Мы будем обозначать ее буквой $\varepsilon_{\lambda T}$ ¹⁾ и напишем:

$$\varepsilon_{\lambda T} = \frac{b_{\lambda T}}{b_{\lambda T}^0}.$$

Огнемтим, что в силу закона Кирхгофа (§ 28) $\varepsilon_{\lambda T}$ представляет собою не что иное, как коэффициент поглощения α_{λ} тела для получения λ .

Исходя из кривых рис. 19 и 20, можно вычислить ε_{λ} для каждой длины волны. Для этого достаточно разделить ординаты кривой, относящейся к вольфраму, на ординаты кривой черного тела. Полученные таким образом значения нанесены на пунктирные кривые. Из рисунка видно, что ε_{λ} постепенно уменьшается, по мере увеличения длины волны. Этот факт имеет общее значение для металлов; он является следствием того обстоятельства, что максимум испускания металла смещен в область коротких волн по отношению к максимуму для черного тела при той же температуре.

54. Полная энергетическая испускательная способность. Мы обозначаем этим названием отношение между суммарной энергетической яркостью тела при данной температуре и суммарной энергетической яркостью черного тела при той же температуре. Если обратиться к рис. 19, то это есть отношение площади кривой, соответствующей вольфраму, к кривой, относящейся к черному телу при той же температуре²⁾.

Для этого отношения мы примем сокращенное название: полная испускательная способность³⁾ и обозначение ε_t .

Заметим еще, что в силу закона Кирхгофа ε_t есть не что иное, как полный коэффициент поглощения α нашего тела для излучения черного тела при температуре T .

Для определения ε_t мы имеем отношение:

$$\varepsilon_t = \frac{B_T (\text{ватт})}{B_T^0 (\text{ватт})} = \frac{B_T (\text{ватт})}{\sigma T^4}.$$

B_T и B_T^0 выражены в *ваттах-см²-стерадианах*.

¹⁾ В новых американских работах эта испускательная способность носит название «spectral emissivity» и обозначается буквой e . Мы предпочитаем выбрать символ ε_{λ} , для того чтобы избежать путаницы с e , означающим основание неперовой системы логарифмов. Так как эта испускательная способность меняется с температурой, то нам иногда, в целях наибольшей ясности, придется изображать ее через $\varepsilon_{\lambda T}$.

Нам кажется полезным подчеркнуть, что определенная указанным образом испускательная способность не должна быть смешиваема с величиной, именуемой иногда тем же названием при формулировке закона Кирхгофа для обозначения величины b_{λ} , которую мы условились называть спектральной яркостью. Для того чтобы избежать путаницы, было бы рационально ввести, как в Америке, специальный термин *испускательность* (emissivity).

²⁾ Для рис. 19 вычисленное таким образом отношение имеет значение, равное приблизительно 0,30.

³⁾ «Total emissivity» — «полная испускательность» в американских работах.

55. Световая, или визуальная испускательная способность. Если вместо рассмотрения интегральной энергетической яркости рассмотреть интегральную световую яркость (в свечах на 1 см^2), то можно аналогичным образом определить световую испускательную способность¹⁾ тела: отношение интегральной световой яркости тела при температуре T к интегральной световой яркости черного тела при той же температуре. Примем для этой величины обозначение ϵ_* :

$$\epsilon_* = \frac{B_T(\text{свеч.})}{B_T^0(\text{свеч.})}.$$

Это количество ϵ_* можно вычислить, исходя из кривых рис. 20, как отношение площадей кривых световых яркостей нашего тела и черного тела при той же температуре²⁾.

56. Монохроматический пирометр — инструмент для измерения спектральной яркости. Мы еще будем иметь случай детально остановиться на монохроматическом оптическом пирометре. Ограничимся пока указанием принципа действия его и применения к измерениям спектральных яркостей.

Рассмотрим специально пирометр с исчезающим волоском. При помощи объектива получают действительное изображение источника в той плоскости, где помещается нить накаливания, ток которой i можно регулировать и измерять. Окуляр, служащий для наблюдения изображения нити, снабжен цветным стеклом, которое мы предположим строго монохроматичным. Аппарат градуируется наводкой его на черное тело известной температуры: для каждой температуры θ черного тела замечают значение тока i , при котором нить исчезает на фоне изображения.

Наведя прибор на изучаемый источник и подобрав i так, чтобы нить исчезла, мы сможем, на основании предшествовавшей градуировки, определить значение спектральной яркости b_λ источника; это будет яркость черного тела температуры θ , которая соответствует найденному значению i .

В конечном счете *оптический пирометр есть нулевой инструмент, служащий для непосредственного измерения спектральных яркостей.*

Каждому значению i можно координировать значение спектральной яркости; но более удобно градуировать аппарат в температурах, переходя от яркостей к температурам при помощи формулы Вина: если θ — температура, отсчитываемая на аппарате, то спектральная яркость изучаемого тела равна:

$$b_\lambda = C_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{C_2}{\lambda \theta}}.$$

¹⁾ «Average luminous emissivity» — «средняя световая испускательность» в американских работах.

²⁾ Указанное отношение равно приблизительно 0,45. Это можно выразить словами, сказав, что вольфрам при 2450° К испускает 45% видимого света, излучаемого черным телом при той же температуре.

57. Кажущаяся яркостная температура тела. Отношение к истинной температуре. Когда мы визируем нечерное тело с помощью оптического монохроматического (λ) пирометра, то температура, указываемая этим инструментом, не есть истинная температура, T нашего тела. Найденная температура есть *температура черного тела, имеющего для радиации λ такую же спектральную яркость, как и излучаемое тело*. Мы будем называть ее кажущейся яркостной температурой или, короче, яркостной температурой и будем обозначать через $S_{\lambda T}$.

Согласно этому определению яркость $b_{\lambda T}$ тела, истинная температура которого есть T , может быть написана в виде:

$$b_{\lambda T} = C_{\lambda} \lambda^{-5} e^{-\frac{C_2}{\lambda S_{\lambda T}}},$$

или, принимая во внимание определение $\epsilon_{\lambda T}$ (§ 53):

$$b_{\lambda T} = \epsilon_{\lambda T} \cdot b_{\lambda T}^0 = \epsilon_{\lambda T} C_{\lambda} \lambda^{-5} e^{-\frac{C_2}{\lambda T}}.$$

Сравнивая вторые члены обоих вышенаписанных уравнений и логарифмируя, получим:

$$\log_{10} \epsilon_{\lambda T} = \frac{C_2 \lg 10 e}{\lambda} \left(\frac{1}{S_{\lambda}} - \frac{1}{T} \right), \quad [A]$$

отношение, которое позволит нам вычислить T , исходя из ϵ_{λ} и S_{λ} или, обратно, найти ϵ_{λ} по соответствующим значениям T и S_{λ} .

Так как испускательная способность ϵ_{λ} всегда меньше 1, то, очевидно, S_{λ} всегда меньше T . Кажущаяся температура тем больше отличается от истинной, чем меньше испускательная способность тела.

Табл. 16 позволяет быстро найти поправки, которые следует прибавить к S_{λ} , измеренному при помощи оптического пирометра ($\lambda = 0,665 \mu$), для того чтобы получить истинную температуру T тела, испускательная способность которого известна¹⁾.

58. Действие поглощающей пластинки или отражающего тела, помещенного между источником и оптическим пирометром. Если визировать оптическим монохроматическим пирометром черное тело и измерить температуру его T , а затем между пирометром и телом поместить поглощающую пластинку, коэффициент пропускания которой есть τ_{λ} , то пирометр покажет новую температуру S_{λ} , меньшую, чем T . Нетрудно сообразить, что для того, чтобы по S_{λ} определить T

¹⁾ Нам кажется рациональным принять терминологию (brightness temperature) и обозначение, предложенное Форсайтом и принятое во всех новейших американских работах. [Forsythe, Доклад Комитета по пирометрии Американского оптического общества (1920), J. Opt. Soc. Amer., 5, 494 (1921).]

²⁾ Для тех испускательных способностей, которые не значатся в таблице, легко получить нужные поправки с достаточной точностью при помощи интерполяции. Для наиболее упористейших металлов мы даем в конце книги соответствующие значения S_{λ} и T для красных лучей (табл. 67, 68 и 69).

Таблица 16. Поправки, которые должны быть прибавлены к яркостной температуре S_λ ($\lambda = 0,665$), наблюдаемой при помощи монохроматического оптического пирометра, для того чтобы получить истинную температуру тела, неспособная способностью которого известна.

$$(C_2 = 14\,320 \text{ микрон-градус}).$$

Испускательная способность тела ¹⁾		Значения S_λ (в градусах К).															
1000	1100	1200	1300	1400	1500	1600	1700	1800	2000	2200	2400	2600	2800	3000	3200	3400	3600
0,10	119	146	176	209	246	286	329	377	429	543	676	827	1000	1196	1416	1651	2251
0,20	80	98	118	140	163	189	217	247	279	352	433	524	627	740	867	1007	1325
0,30	59	72	86	102	119	137	157	178	201	251	308	371	442	519	604	707	907
0,40	44	54	64	76	89	102	117	132	149	186	227	272	323	379	439	511	651
0,50	33	40	48	57	66	76	87	99	110	137	167	201	237	277	320	372	472
0,60	24	29	35	41	48	55	63	71	80	99	121	145	170	199	229	269	336
0,70	17	20	24	29	33	38	43	49	55	63	71	81	91	103	117	136	167
0,80	10	13	15	18	21	24	27	30	34	42	51	61	72	84	96	109	139
0,90	0	6	7	8	10	11	13	14	16	20	24	28	33	39	45	51	65

или наоборот, надо воспользоваться предшествующим уравнением [A], которым следует заменить ϵ_λ через τ_λ .

То же самое получится, если один раз визируют черное тело непосредственно, а второй — наблюдать его излучение после отражения от правильно отражающей поверхности, обладающей коэффициентом отражения ρ_λ . Другими словами, если излучение черного тела направляется в оптический пирометр сквозь какое-нибудь поглощающее вещество или путем отражения от какого-нибудь вещества, то мы сможем от кажущейся температуры S_λ , даваемой пирометром, перейти к истинной температуре T черного тела при помощи формулы [A] или табл. 16, в которой надо заменить ϵ_λ значением τ_λ или ρ_λ нашего вещества. Обратно, сравнительные измерения S_λ и T позволяют нам определять τ_λ или ϵ_λ . Иначе говоря, оптический пирометр легко может служить для измерения монохроматических коэффициентов пропускания или отражения.

Легко видеть, что для выполнения этих измерений ρ_λ (или τ_λ) необходимо пользоваться черным телом в качестве источника. Если в качестве такового применять нечерное тело и если S_λ и S'_λ — яркостные температуры, отсчитываемые при непосредственном визировании и при визировании отраженного света, то придется применить соотношение²⁾:

$$\log_{10} \rho_\lambda = \frac{C_2 \lg e}{\lambda} \left(\frac{1}{S'_\lambda} - \frac{1}{S_\lambda} \right).$$

¹ Значения поправок, указанные в различных колонках, могут применяться также и в том случае, когда между источником и пирометром располагается фильтр, коэффициент пропускания которого τ_λ или экран с коэффициентом отражения ρ_λ , причем τ_λ или ρ_λ соответствуют значениям испускательной способности, указанным в первой колонке.

² Как мы увидим ниже (§ 141), при этих измерениях остается неопределенным значение λ , характеризующее применяемое псевдо-монохроматическое стекло.

59. Измерение монохроматической испускательной способности тела. Укажем теперь принцип измерений, применяемых для определения монохроматических испускательных способностей тел, ограничившись пока исключительно металлами. В конце главы мы скажем о металлических окислах. Случай окислов, характеризующихся специальным излучением (редкие земли), и случай пламен будут рассмотрены особо (§ 257).

Измерение испускательной способности тела при высоких температурах предполагает знание истинной температуры тела, определение которой связано с некоторыми затруднениями. Поэтому нам кажется рациональным сказать сначала несколько слов об измерении этой температуры.

Измерение истинной температуры изучаемого тела. Первый метод состоит в измерении этой температуры при помощи термоэлектрической пары. В большинстве случаев, однако, не может быть и речи о приведении спая термопары в непосредственный контакт с изучаемым металлом, ибо это повело бы к значительным затруднениям. Поэтому такой прием употребляется только для платины¹⁾, изучаемые образцы которой могут служить для устройства термопар, предназначенных для точных измерений.

В некоторых случаях²⁾ можно поместить термопару внутрь металла, защитив контакт огнеупорной трубкой (фарфор, глина, кварц).

Для того чтобы иметь известные опорные температуры, Ричардсон³⁾, повидимому, первый предложил пользоваться какими-нибудь телами со строго определенной и хорошо известной температурой плавления. Очень маленький кусочек такого стандартного вещества⁴⁾ помещают на пластинке изучаемого металла и постепенно повышают температуру пластинки, пока лежащий на ее поверхности образец не начнет плавиться. Предполагается, что при этом температура пластинки в точно определенный момент имеет температуру, равную температуре плавления образцового вещества. В действительности, однако, может существовать весьма заметная разница между этими двумя температурами, особенно в том случае, когда стандартным веществом служит какая-нибудь соль, дурно проводящая тепло. Этот метод представляет, кроме того, и другое неудобство, ибо он не позволяет определить нескольких последовательных температур изучаемой пластинки, усложняемое для получения хорошей точности. Тем не менее он оказал довольно ценные услуги.

Наиболее предпочтительным является способ, состоящий в осуществлении из изучаемого вещества настоящего черного тела, в центре которого измеряют истинную температуру при помощи

¹⁾ Waldner and Burgess, Bur. Stand. Bull., 3, 180 (1907); Fery et Chevillon, C. R., 148, 401 (1909).

²⁾ См. Bidwell, Phys. Rev., 3, 443 (1914); Lummer, Verflüssigung der Kohle und Herstellung der Sonnentemperatur (1914).

³⁾ Richardson, J. Chem. Soc., 67, 610 (1895).

⁴⁾ Соли металлов в опытах Ричардсона, различные металлы и металлические соли в опытах Вайднера, Бюргесса и Фута [Bur. Stand. Bull., 3, 180, (1907), ib., 11, 42 (1915)] и Пирани [Verh. d. deutsch. phys. Ges., 12, 321 (1900)].

оптического пирометра (или посредством термоэлектрической пары). С этой целью Хольборн и Курльбаум¹⁾, Пираи и Мейер²⁾, Лангмюр³⁾ (для вольфрама) и позже Ворthing⁴⁾ (для молибдена) использовали спираль, сделанную из ленты изучаемого металла, витки которой разделены узкими зазорами (несколько десятых миллиметра). Спираль нагревается током, а очень маленькие полукруглые вырезы, сделанные на краю ленты (рис. 22), позволяют пирометрически визировать внутренность спирали и определять таким образом температуру металла.

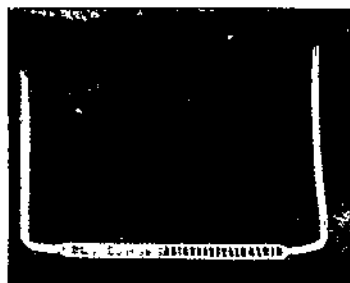
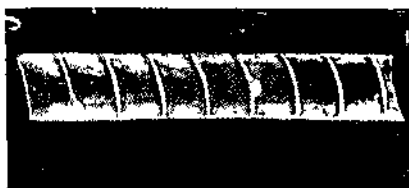


Рис. 22. Улитка для изучения испускательной способности металла.

(Верхняя (увеличенная) часть позволяет видеть маленькую дырочку, сквозь которую производится оптическое измерение истинной температуры металла (Ворthing).)

лучше всего, если это возможно, осуществлять, как было сделано Ворthingом⁵⁾ для вольфрама, платины и тантала, сплошную трубку,

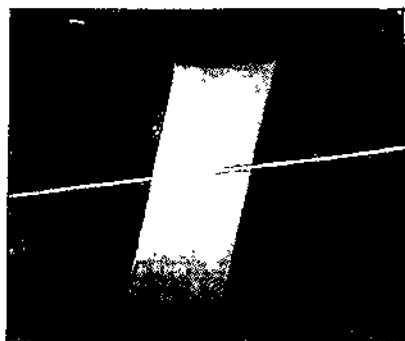


Рис. 23. Металлическая трубка с малым отверстием сбоку для измерения испускательной способности металла.

(На отверстием просверливается лить сравнения пирометра, служащего для измерения внутренней и внешней температур (Ворthing).)

нагреваемую электрически, в стенке которой проделывают маленькие отверстия, позволяющие производить пирометрические наблюдения (рис. 23).

Ниже (§ 174) мы подвергнем обсуждению вопрос, в какой мере условия черного тела осуществляются в такой трубке, и увидим, что если наблюдение производится под подходящим углом, то эти условия оказываются выполненными вполне точно. Прибавим, кроме того, что в случае металла различия температур внутренней и внешней поверхности трубки практически не существуют.

¹⁾ Holborn und Kurlebaum, Ann. der Phys., 10, 240 (1903).

²⁾ Pirani, Verh. deutsch. phys. Ges., 12, 321 (1910); Pirani u. Meyer, Elektr. u. Maschin., 33, 397 и 414 (1915);

³⁾ Langmuir, Phys. Rev., 6, 188 (1915); ib., 7, 302 (1916).

⁴⁾ Worthing, Phys. Rev., 25, 847 (1925) (спираль диаметром 1 мм, длиной 15 мм).

⁵⁾ Worthing, Phys. Rev., 10, 377 (1917) и 23, 174 (1926).

С той же целью Менденголл¹⁾ предложил воспользоваться металлической пластинкой, согнутой в форме буквы *V* под достаточно малым углом; благодаря последовательным отражениям на внутренних поверхностях пластинки они ведут себя почти как черное тело. Хотя это обстоятельство и подвергалось проверке²⁾, тем не менее кажется, что значения T , получаемые при пирометрическом изучении внутренней поверхности такой пластинки, оказываются слишком малыми, что приводит к несколько преувеличенным значениям излучательной способности. Отметим также, что еще раньше Ферри³⁾, желая приблизиться к условиям черного тела, применял конус с малым углом.

Наконец, некоторые последователи для определения истинной температуры металла пользовались углублениями очень малого диаметра, высверливаемыми в толще металла (столбик, сфера), в глубину которых и можно было выполнять пирометрические измерения⁴⁾. Разбирая вопрос, в какой степени выполняются при намерениях в таких углублениях условия черного тела, приходим к заключению, что этот метод представляется менее надежным, чем метод трубочек.

60. Метод отражений. Первый метод измерения излучательной способности для тел, поверхность которых отполирована до способности правильного отражения, состоит в измерении коэффициента отражения ρ_λ для радиации длины волны λ . Излучательная способность ϵ_λ будет найдена при помощи простого соотношения (см. § 28):

$$\epsilon_\lambda = 1 - \rho_\lambda,$$

В видимом спектре можно измерить ρ_λ при помощи монохроматического пирометра⁵⁾, снабженного светофильтром для длины волны λ . Для тел, находящихся при обычной температуре, применим способ, указанный выше (в § 58)⁶⁾. Если тело раскалено, то, очевидно, необходимо вычесть его собственную яркость из яркости, наблюдаемой вследствие отражения. Несложное вычисление дает:

$$\rho_\lambda = \frac{e^{-\frac{C_1}{\lambda S'}} - e^{-\frac{C_2}{\lambda \Sigma}}}{e^{-\frac{C_1}{\lambda S}}},$$

где Σ , S и S' означают соответственно яркостные температуры, даваемые пирометром при визировании самого светящегося тела, источника и света источника, отраженного телом.

¹⁾ Mendenhall, *Astroph. J.*, 33, 91, (1911).

²⁾ Spence, *Astroph. J.*, 37, 380 (1913).

³⁾ Féry C. R. 146, 777 (1929). См. также Schofield, *Proc. Roy. Soc. London*, 125, 524 (1929).

⁴⁾ См., например, Le Chatelier, *J. Phys.*, 1, 194 (1892); Bidwell, *Phys. Rev.*, 3, 443 (1914); Pirani u. Alterthum, *Zts. f. Electroch.*, 29, 5 (1923); Henning u. Hause, *Zts. f. Phys.*, 10, 64 (1923).

⁵⁾ Ср., например, Henning, *Zts. f. Instr.*, 30, 61 (1910); Worthing *Zts. f. Phys.*, 22, 9 (1924), *Phys. Rev.*, 25, 846 (1925) и 28, 174 (1926).

⁶⁾ Что касается измерения ρ_λ на основании наблюдения состояния поляризации света, отраженного поверхностью металла, в функции угла падения, то мы отсылаем читателя к оригинальным работам. См., например, Wartenberg, *Verh. deutsch. phys. Ges.*, 12, 105 (1910); Laue u. Martens *Phys. Zts.*, 8, 853 (1907); Bernoulli, *Ann. d. Phys.*, 29, 596 (1909).

Для измерений в инфракрасной области применяют спектроболометр. Значение ρ_λ равняется отношению отклонений, обнаруживаемых гальванометром, под действием отраженного и прямого пучка. Если изучаемое тело доведено до свечения, то нужно, как и выше, учесть отклонение, обусловленное собственным излучением тела¹⁾.

Мы будем называть описанный метод методом отражений. Способ, который служит для измерений истинной температуры тела, применяемой как при этом, так и при других методах, будет описан ниже.

61. Метод, основанный на прямом измерении спектральной яркости при помощи спектроболометра. При помощи способа, идеального с тем, который был указан для черного тела (§ 44), можно, применяя спектроболометр, построить изотермические кривые спектральной яркости какого-либо тела в инфракрасной области²⁾. Из этих кривых легко вывести испускательную способность тела, разделив найденные яркости на яркости черного тела, вычисленные по формуле излучения Планка. Такие измерения вполне достаточны для инфракрасной области спектра; в видимой области они оказываются мало точными, и следует предпочесть метод визуальных наблюдений при помощи оптического монохроматического пирометра.

62. Метод, основанный на измерении яркостной температуры тела посредством оптического пирометра. Измерив яркостную температуру S_λ тела при помощи оптического монохроматического пирометра, можно без труда вывести и значение ϵ_λ (см. § 57), если одновременно измерена истинная температура T . Измерение этой истинной температуры выполняется, как мы уже указывали выше (§ 59), предпочтительно путем устройства из излучаемого тела оболочки, выполняющей условия черного тела; при этом температура оболочки определяется с помощью оптического пирометра. При изложении результатов измерений, выполненных по этому методу (S_λ), мы будем указывать, каким способом производилось измерение истинных температур: печь и термомпара, оболочка в форме V , спираль, трубка и сфера.

63. Метод сравнения или контакта. Для измерения испускательной способности металла можно сравнить испускание этого металла с испусканием другого, доведенного до той же температуры, если испускательная способность металла сравнения изучена предварительно. Этот прием был, как кажется, в первый раз применен Бургессом и Вальтебергом³⁾ в их чрезвычайно интересных и очень многочисленных измерениях испускательной способности металлов и оксидов при помощи микропирометра. Авторы применяли с этой целью пластинки металла (платина, иридий, вольфрам), предварительно изученные прямым

¹⁾ По поводу этих измерений в инфракрасной области см. Weniger and Pfund, *Phys. Rev.*, 14, 427 (1919) (коэффициент отражения вольфрама при высоких температурах); Coibentz, *Bur. Stand. Bull.*, 7, 197 (1911). Измерения непроводящих тел (огнеупорные оксиды). См. Liebman, *Zts. f. Phys.*, 63, 409 (1930).

²⁾ См., например, McCauley, *Astr. J.*, 37, 164 (1913). Кривые, построенные этим методом, приведены выше (рис. 21).

³⁾ Burgess, *Bur. Stand. Bull.*, 2, 475 (1912); Burgess and Waltenberg, *Bur. Stand. Bull.*, 11, 591 (1915).

методом [измерение S_1 при истинных температурах, определяемых по точке плавления стандартных металлов (§ 59)]. Эти пластинки, на которые помещались маленькие образчики изучаемого металла, нагревались электрически в пустоте или в атмосфере подходящего газа до тех пор, пока образец не начинал плавиться; затем пластинку быстро охлаждали, так что на ней образовывалось твердое блестящее и очень плоское пятно исследуемого вещества, яркость которого затем сравнивалась с яркостью основной пластинки и притом для разных температур. Бюрресс и Бальтенберг могли этим методом измерить испускательную способность металлов при температуре плавления. Ниже мы приведем несколько данных относительно испускательных способностей одного и того же металла, твердого и жидкого, при температуре плавления. Упомянутые авторы в той же работе распространили свои измерения испускательных способностей на окислы металлов, полученные путем окисления на воздухе расплавленных металлов (на платиновой пластинке). Испускание этих окислов сравнивалось при разных температурах с испусканием платины.

Вортинг¹⁾ модифицировал этот метод, сплавляя два цилиндра из двух металлов с таким расчетом, чтобы образовать сколь возможно тонкую зону спая. Он предполагает, что при этих условиях оба металла в непосредственной близости к месту контакта имеют одну и ту же температуру. Вортинг использовал этот метод для определения испускательной способности молибдена и тантала, сравнивая их с вольфрамом при очень высоких температурах. Мы будем называть этот метод методом контакта (контакт с T_0 , например).

64. Обсуждение точности в измерениях монохроматической испускательной способности. Результаты измерений испускательной способности, которые мы приводим ниже, могут показаться крайне плохо согласующимися друг с другом. Поэтому мы считаем полезным подчеркнуть здесь те трудности, которые встречаются при этих измерениях.

Отметим, во-первых, что состояние поверхности металла влияет в высокой степени на результат. Идет ли речь об измерениях при помощи отражения или испускания, применение плохо полированного или слегка пористого металла, приводит к чрезмерно большим значениям испускательной способности²⁾. Степень чистоты металла также играет роль; загрязнения имеют тенденцию значительно повышать испускательную способность.

Мы указывали, сверх того (§ 59), на трудности, которые встречаются при определении истинной температуры T изучаемого тела. В частности, в тех случаях, когда из тела образуют «черную» оболочку, но условия излучения черного тела не выполняются строго, температура T , измеренная при помощи оптического пирометра, оказывается слишком низкой и значение вычисленной испускательной способности слишком большим. Мы обсудим ниже ошибки в определении истинной

1) Worthing, Phys. Rev., 25, 849 (1926); ib., 28, 175 (1926).

2) В частности, когда металл находится некоторое время при очень высокой температуре, его поверхность слегка гранулируется.

температуры, происходящие от несовершенного выполнения условий черного тела; пока же мы ограничимся дискуссией значения ошибок, совершаемых при определении ε при измерениях, делаемых по методу определения яркостной температуры S_λ .

Значение ε , как мы видели (§ 37), дается соотношением:

$$|g_\lambda \varepsilon| = \frac{C_2}{\lambda} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{S} \right).$$

Дифференцируя это уравнение, получим без труда ¹⁾:

$$\frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} = \frac{\Delta C_2}{C_2} |g_\lambda \varepsilon| + \left| \frac{\Delta \lambda}{\lambda} \right| |g_\lambda \varepsilon| + \frac{\Delta T}{T^2} \frac{C_2}{\lambda} + \frac{\Delta S}{S^2} \frac{C_2}{\lambda}.$$

Предположим, что ε имеет значение около 0,4 { $|g_\lambda \varepsilon| = 1$ }.

Заметим, что каждый из двух последних членов представляет, как мы видели (§ 39), относительную ошибку, совершаемую глазом при оценке равенства двух спектральных яркостей (ошибка эта лежит обычно между $1/100$ и $1/200$; примем ее равной $1/200$). Окончательно получаем:

$$\frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon} = \frac{\Delta C_2}{C_2} + \frac{\Delta \lambda}{\lambda} + \frac{1}{100}.$$

В настоящее время относительно C_2 достигнуто соглашение, по которому относительная неточность этой величины не превосходит $1/500$. В старых же измерениях ²⁾ значения, принятые для C_2 , могли влиять в определении ε к ошибкам порядка $1/100$.

Мы вернемся к работе Вортинга ³⁾ относительно измерения испускательной способности вольфрама в § 141, при обсуждении значения λ , которое следует принимать в случае не вполне строгого монохроматического фильтра. Это значение λ в настоящее время хорошо известно, но крайней мере, для красного фильтра; можно считать, что ошибка, происходящая от неточности λ , не превосходит $1/100$. Наоборот, в большинстве старых измерений, до 1916 г., неправильные значения, приписываемые λ , приводят к ошибкам, которые могут превосходить $1/100$.

Таким образом не следует удивляться, что старые значения испускательных способностей металлов обнаруживают расхождения, которые значительно превосходят $1/20$ (т. е. 5%). Нетрудно также понять, почему попытки определить, в каком направлении изменяется испускательная способность тел при изменении температуры, до самого последнего времени приводили к совершенно противоречивым результатам. В дальнейшем мы будем иметь дело, главным образом, с новыми

¹⁾ Ошибки, происходящие от неточностей отдельных факторов, складываются.

²⁾ Бюргесс и Вальтенберг принимают в своих измерениях с микропирометром для $C_2 = 14450$.

³⁾ Worthing, Phys. Rev., 10, 378 (1917). Дадна волны, которую надо принять для измерения S_λ , есть эффективная длина волны, пропускаемая фильтром для радиации черного тела, соответствующей температуре, лежащей между яркостной и цветной температурами искомых металлов.

измерениями, характеризующимися с точностью около $1/100$. Мы приведем в качестве примеров несколько рисунков, которые сделают более наглядной степень неточности этих измерений.

65. Результаты измерений испускательных монохроматических способностей металлов в инфракрасной области. Хотя задачей этой книги является специальное изложение оптической пирометрии в видимом спектре, тем не менее мы вынуждены посвятить

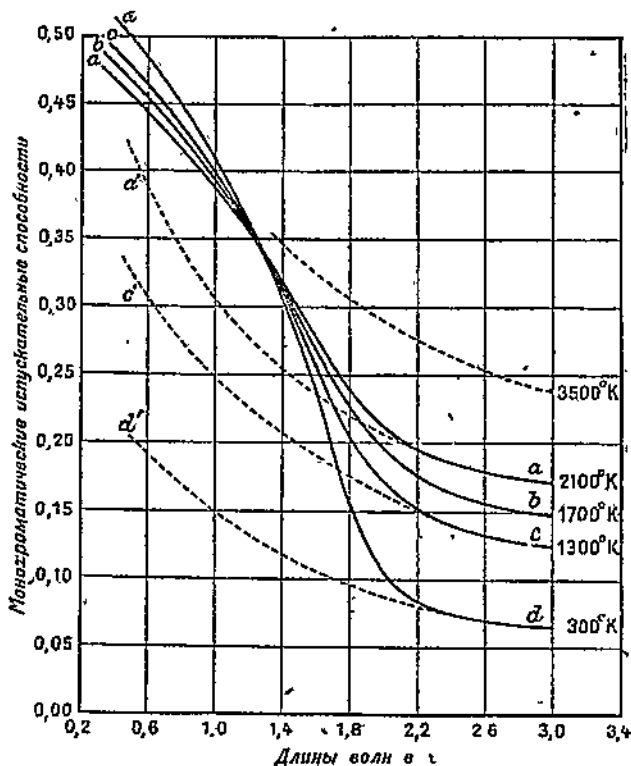


Рис. 24. Монохроматические испускательные способности вольфрама в функции длины волны для различных температур.

(Пунктирные кривые представляют расчеты, вычисленные на основании формулы Друде, сходящиеся к экспериментальным значениям.)

здесь несколько слов результатам измерений монохроматических испускательных способностей в инфракрасной области. Эта область в действительности является единственной, для которой мы обладаем теоретическими указаниями, хорошо согласующимися с экспериментальными фактами. Кроме того, мы воспользуемся этими испускательными способностями при изучении измерений, выполняемых при помощи пирометра с суммарной радиацией.

Металл, для которого мы обладаем наиболее полными данными на всем протяжении спектра, есть вольфрам. Испускательные монохроматические способности этого металла были изучены в ультрафиолете

Гульбертом¹⁾; ниже мы приводим их значения для видимого спектра (§ 66); измерения в инфракрасной области были выполнены Коблентцом²⁾ для обыкновенной температуры и Венигером и Пфундом³⁾ для температур, достигавших 2070° К. Совокупность этих данных собрана на рис. 24. Для каждой температуры испускательная способность ϵ_λ уменьшается непрерывно по мере того, как длина волны возрастает. В видимом спектре и в начале ультракрасной области ϵ_λ уменьшается при увеличении температуры; около $\lambda = 1,3 \mu$ (приблизительно) ϵ_λ не зависит от температуры и, наконец, для больших длин волн ϵ_λ растет по мере увеличения температуры. Эта последняя особенность является, по-видимому, общим свойством всех металлов⁴⁾.

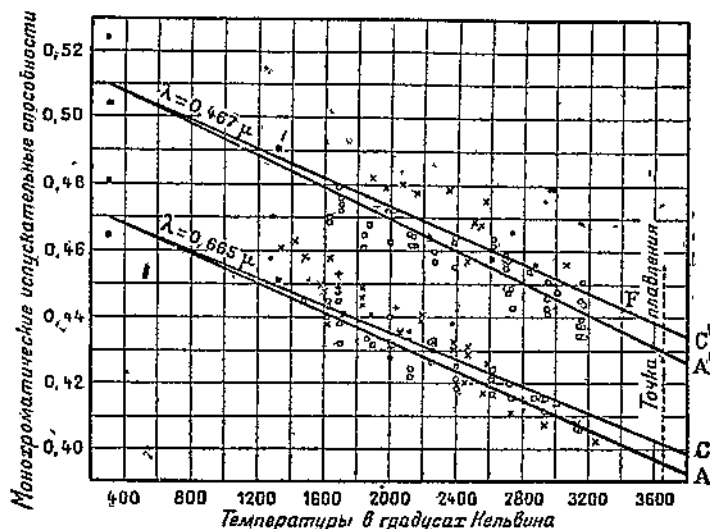


Рис. 25. Испускательные способности вольфрама при 0,665 μ и 0,467 μ в функции температуры.

× — значения, полученные в баллонах, стекло которых содержало латунные полоски;
 • значения, полученные для трубчатых, очень хорошо полированных нитей в превосходных баллонах;
 • — значения, полученные методом отражения при обыкновенной температуре и при 1330° К;
 00' — средние значения с учетом поправки на разность температур между внутренней и наружной стороной трубки.

Формула Друде. Исходя из теории Максвелла, Друде⁵⁾ показал, что испускательная монохроматическая способность металла в инфракрасной области связана с сопротивлением r металла (в омах на сантиметр) и с длиной волны λ (в сантиметрах) формулой (формула Друде):

$$\epsilon_\lambda = 0,365 \sqrt{\frac{r}{\lambda}}.$$

1) Hulbert, *Astroph. J.*, 45, 149 (1917).

2) Coblenz, *Bur. Stand. Bull.*, 14, 312 (1918); 7, 197 (1911).

3) Weniger and Pfund, *Phys. Rev.*, 14, 427 (1919).

4) Для Pt, Pd, Ta см. McCauley, *Astroph. J.*, 37, 164 (1913).

5) Drude, *Lehrbuch der Optik*, 2-е издание, стр. 349.

Попытки проверки этой формулы¹⁾ показали, что она пригодна выше известной длины волны (2μ для вольфрама, 14μ для серебра), но не согласуется с опытом для коротких длин волн, в частности, для видимого света²⁾. Заметим, что для одной и той же температуры (r — постоянно) ϵ_λ должно, согласно формуле Друде, уменьшаться, когда λ возрастает; для неизменного λ , ϵ_λ должно возрастать при увеличении температуры, ибо r (для большинства металлов) возрастает с температурой. Это последнее заключение оказывается в согласии с опытом для больших длин волн, но в видимой части спектра оно стоит в противоречии с данными для большинства металлов, в частности, для вольфрама (рис. 25).

Мы еще будем иметь случаи вернуться к этим вопросам, когда будем говорить о суммарной испускательной способности металлов.

Испускательные монохроматические способности металлов в видимом спектре.

66. Вольфрам. С точки зрения излучения вольфрам среди всех тел является металлом, наиболее хорошо изученным за последние пятнадцать лет. Это объясняется тем чрезвычайно большим интересом, который представляет его употребление в лампах накаливания, а также и тем, что, благодаря весьма высокой температуре плавления вольфрама, оказалось возможным распространить измерения на очень большой интервал температуры³⁾.

Рис. 25 воспроизводит наиболее достоверные результаты измерений Вортинга⁴⁾ над вольфрамом, выполненные по методу трубки (T) и отражения (S). Полученные экспериментальные точки отчетливо показывают уменьшение испускательной монохроматической способности по мере увеличения температуры, согласуясь очень хорошо с общим ходом кривых, даваемых для металлов в инфракрасной области (рис. 24).

Численные значения этих испускательных способностей собраны в табл. 67 в конце книги, которая воспроизводит наиболее важные оптические постоянные вольфрама.

В табл. 17 мы сопоставили измерения испускательной способности вольфрама, выполненные различными исследователями, указав также и метод, примененный для измерений.

Мы опустили измерения, выполненные до 1911 г., которые относятся

¹⁾ Weniger und Pfund, Phys. Rev., 14, 431 (1919); Hagen and Rubens, Ann. d. Phys., 11, 873 (1903); Phys. Zts., 11, 139 (1910); Berl. Ber., 468 (1910).

²⁾ Расхождение для коротких длин волн связано с явлениями резонанса (полюсы поглощения) в видимом спектре и в ультрафиолете (см. табл. 6, длину коэффициенты отражения для некоторых металлов). Многие металлы, рассматриваемые в отраженном свете, кажутся цветными (золото, медь), что указывает на быстрые изменения коэффициента отражения (а следовательно, и испускательной способности) с длиной волны в видимом свете. Мы увидим ниже (§ 70), что испускательная способность меди быстро изменяется от 0,12 до 0,38, когда мы переходим от красных лучей к фиолетовым; изменение для золота от 0,14 до 0,63 при переходе от красных к фиолетовым.

³⁾ Действительно, нужно отметить, что для измерения ϵ с достаточной точностью по методу сравнения S и T нужно, чтобы интервал $S-T$ был значительным.

⁴⁾ Worthing, Phys. Rev., 19, 377 (1917); Zts. f. Physik., 22, 9 (1924).

к образцам вольфрама сомнительной чистоты. В последней колонне мы вычислили значения ϵ , приведенные к $\lambda = 0,66$ и $T = 2000^\circ \text{K}$ посредством рис. 25 (при переходе от $0,46 \mu$ к $0,66 \mu$ ϵ уменьшается на $0,04$; точно так же переход от обыкновенной температуры к 2000°K ведет к уменьшению ϵ на $0,04$). В общем, эти значения выше, чем окончательные значения, полученные Вортингом, что, по всей вероятности, объясняется причинами, указанными выше (металл плохо полирован, плохо осуществлены условия черного тела).

Таблица 17. Значения монохроматических испускательных способностей вольфрама, полученные различными последовательными в видимом спектре вблизи 2000°K .

Наблюдатель	Метод	λ	T	ϵ_λ	$\epsilon_{0,66}$	Замечания
Коблентц ²⁾ , 1911	Отражение	$0,46 \mu$ $0,66$	обычн. —	$0,52$ $0,47$	$0,44$ $0,43$	
Пирани ³⁾ , 1913	Пластика F	$0,64$	—	$0,485$	—	с поправки от T
Мендсголл и Форсайт ⁴⁾ , 1913	Пластика F	—	1100°C	$0,45$	—	
Бургесс и Вальтенберг ⁵⁾ , 1915	$\Delta_\lambda T$ плавления или пластины	$0,65$	2900°C 1750°C	$0,66(?)$ $0,39$	— $0,39$	
Пирани и Майер ⁶⁾ , 1915	Спираль	$0,532$	—	$0,44$	$0,43$	то же
Лангмюр ⁷⁾ , 1915	Спираль	$0,537$ $0,664$	— —	$0,485$ $0,46$	$0,47$ $0,46$	» »
Хеннинг и Хензе ⁸⁾ , 1923	Углубление в сферу	$0,536$ $0,647$	— —	$0,49$ $0,49$	$0,47$ $0,49$	» »
Лакс и Пирани ⁹⁾ , 1924	Трубка	$0,650$	—	$0,45$	$0,45$	»
Вортинг ¹⁰⁾	Трубка, отра- жение (см. рис. 2а).	—	—	—	$0,435$	»

671 Молибден. На рис. 26 изображены значения испускательной способности молибдена, наиболее достоверные в настоящее время, определенные Вортингом¹⁰⁾ по методу улитки (рис. 22), по методу отражения и, наконец, по методу контакта с вольфрамом. Кривые, проведенные для $\lambda = 0,665 \mu$ и $\lambda = 0,475 \mu$, показывают, как и в случае вольфрама, весьма отчетливое спадание ϵ_λ при возрастании температуры (см. также табл. 68, в конце книги).

¹⁾ Значения ϵ , приведенные к $\lambda = 0,66 \mu$ и $T = 2000^\circ \text{K}$.

²⁾ Coblentz, Bur. Stand. Bull., 7, 197 (1911).

³⁾ Pirani, Phys. Zts., 13, 753 (1912).

⁴⁾ Mendonhall and Forsythe, Astroph. J., 37, 38 (1913).

⁵⁾ Burgess and Waltenberg, Bur. Stand. Bull., 11, 591 (1915).

⁶⁾ Pirani und Meyer, Elektr. und Masch., 33, 397 и 414 (1915).

⁷⁾ Langmuir, Phys. Rev., 6, 138, (1915); 7, 302, (1916).

⁸⁾ Henning und Heuse, Zts. f. Phys., 16, 63 (1923).

⁹⁾ Lax und Pirani, Zts. f. Phys., 22, 273 (1924).

¹⁰⁾ Worthing, Phys. Rev., 25, 846, 1925.

Таблица 18 дает сводку определений ε_λ , выполненных различными авторами.

Таблица 18. Значения монохроматических испускательных способностей молибдена, полученные разными авторами в видимом спектре.

Наблюдатель	Метод	λ	T	ε_λ
Кобленц ¹⁾ , 1911	Отражение	0,46 μ	обыкновен.	0,55
		0,66	—	0,51
Мендонгел и Форсайт ²⁾ , 1913	Пластины V	0,66	1800° K	0,44
		—	2000° K	0,38
		—	2750° K	0,39
Бургесс и Вальтон-Берг ³⁾ , 1915	S_λ	0,65	2300° K	0,43
Вортинг, 1925	Спираль, отражение, контакт с Wo (см. рис. 26).	—	обыкновен.	0,42
		—	1800° K	0,378
		—	2000° K	0,353
		0,665	2750° K	0,332

К старым определениям, приводимым в этой таблице относятся те же замечания, как и к соответствующим данным для вольфрама; все они

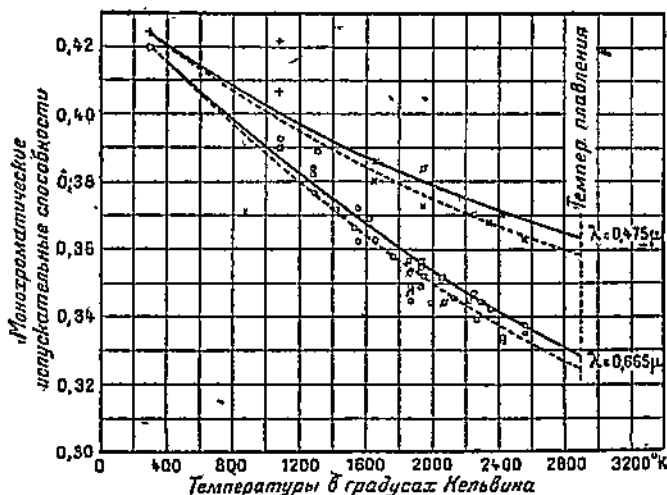


Рис. 26. Испускательные способности молибдена в красной части (0,665 μ) и в фиолетовой части (0,475 μ) как функция температуры.

+ $\square$ значения, полученные методом отражения при обычной температуре и при 1080° K;
 $\otimes$ значения, полученные методом улитки;
 $\circ$ значения, полученные контактом с Wo.

систематически больше, чем новые значения Вортинга; это особенно относится к измерениям Кобленца, который, очевидно, имел дело с нечистым образцом.

68. Таптал. Новые измерения Вортинга⁴⁾, выполненные тремя различными методами (трубка, отражение и контакт с Wo и с Mo), изо-

¹⁾ Coblenz, Ber. Stand. Bull., 7, 197 (1911).

²⁾ Mendonhall et Forsythe, Astroph. J., 37, 38 (1913).

³⁾ Burgess et Wellenberg, Ber. Stand. Bull., 11, 591 (1915).

⁴⁾ Worthing, Phys. Rev., 28, 174 (1926).

бражены на рис. 27. И в этом случае полученные значения указывают заметное уменьшение ϵ по мере возрастания температуры (см. также табл. 69 в конце книги).

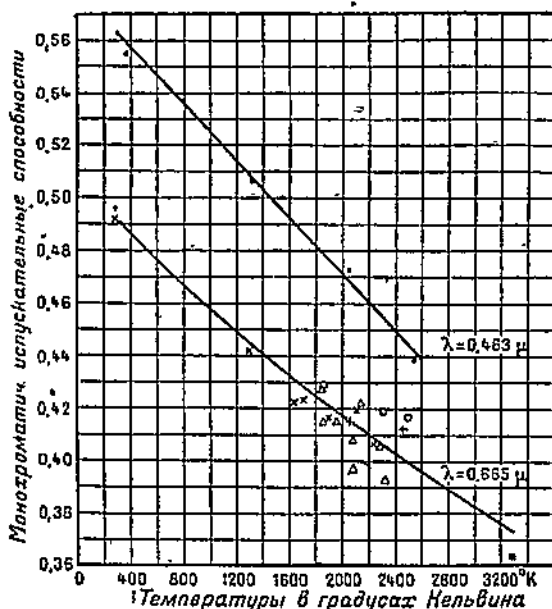


Рис. 27. Испускательные способности тантала в красной части (0,665 μ) и в фиолетовой части (0,463 μ) в функции температуры.

○ метод трубки;
+ × метод отражения (средние многократных измерений, выполненных различными наблюдателями);
Δ метод контакта с Мо;
* метод контакта с Wo при точке плавления тантала.

Таблица 19. Значения испускательной способности тантала, измеренные различными наблюдателями в видимом свете.

Наблюдатель	Метод	λ	T	ϵ_λ
Кобленц ¹⁾ , 1911	Отражение	0,66 μ	Обычн.	0,48
Мендигелл и Форсайт ²⁾ , 1913	Пластика V	0,61	1400° K	0,61
			2100° K	0,49
			2800° K	0,47
Мак-Колей ³⁾ , 1913	Пластика V	0,66	1400° K	0,59
			2100° K	0,47
			2800° K	0,46
Вортинг, 1925	Отражение трубка, отражение, контакт с Wo и Мо (рис. 27).	0,665	обычн.	0,493
		»	1400° K	0,442
		»	2100° K	0,415
		»	2800° K	0,390

Мы собрали в табл. 19 значения ϵ_λ , полученные различными исследователями, оставив в стороне, так же как для вольфрама и молибдена, старые определения до 1911 г.

¹⁾ Coblenz, Bur. Stand. Bull., 7; 197 (1911).

²⁾ Mendenhall and Forsythe, Astroph. J., 37, 38 (1913).

³⁾ Mc. Cauley, Astroph. J., 37, 164 (1913).

В этой таблице замечается очень хорошее согласие между значениями, полученными при обыкновенной температуре Кобленцом и Вюртингом посредством метода отражения; наоборот, старые значения

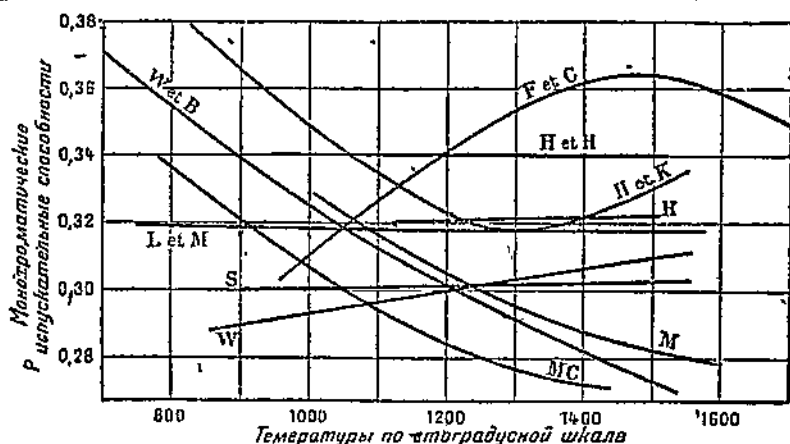


Рис. 28. Испускательные монохроматические способности платины в красной части ($0,66 \mu$), полученные различными наблюдениями, в функции температуры. (Обозначение кривых и аббревиатуры см. в табл. 20)

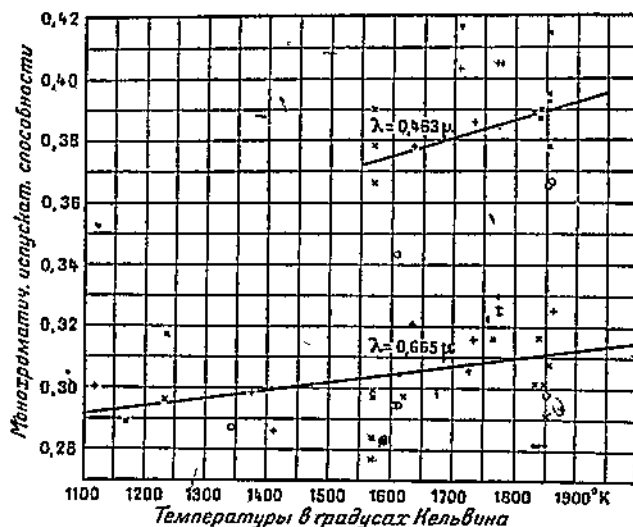


Рис. 29. Испускательные способности платины в красной части ($0,665 \mu$) и в фиолетовой части ($0,463 \mu$), в функции температуры.

(Вюртинг, метод трубчатой нити.)

(Наблюдения были выполнены тремя различными наблюдателями: $+$ $\times$ $\odot$).

Мейденголла и Форсайта и Мак-Колера в этом случае оказываются систематически слишком большими.

69. Платина. Несмотря на очень большое число измерений, выполненных для платины, остается еще значительная неопределенность

относительно абсолютных значений испускательной способности этого металла и даже относительно направления изменения испускательной способности с температурой.

На рис. 28 графически изображены результаты многочисленных измерений, выполненных различными исследователями в красной области спектра (около $0,66 \mu$)¹⁾; эти результаты весьма противоречивы. Новые измерения Вортинга²⁾ (рис. 29) точно так же не вполне устраняют сомнения; из них, во всяком случае, следует небольшое увеличение испускательной способности платины вместе с возрастанием температуры. В этом отношении платина ведет себя иначе, чем вольфрам, молибден и тантал.

Таблица 20. Значения испускательной способности платины в красной области ($0,66 \mu$) для 1500°K по данным различных наблюдателей.

Наблюдатели	Обозначения на рис. 28	Метод	λ приня- тый при измерении	поправ- ное	к $0,66 \mu$
Хольборн и Курцбаум ³⁾	H—K	S_λ (термо- пара)	0,643	0,33	0,32
Лауэ и Мартенс ⁴⁾	L—M	Поляриза- ция испу- скаемого света	0,63	0,33	0,32
Вайдиор и Бургесс ⁵⁾ . .	W—B	S_λ (стандар- ты и термо- пара)	0,66	—	0,31
Ферри и Шенелло ⁶⁾	F—O	S_λ (термо- пара)	0,63	0,34	0,33
Хеннинг ⁷⁾	H	R_λ (спектро- метр)	0,627	—	0,32
Мендонгелл ⁸⁾	M	S_λ (пла- стинка V)	0,64	—	0,31
Мак-Колей ⁹⁾	MC	Спектробо- лометр	0,66	—	0,29
Спенс ¹⁰⁾	S	S_λ (пластин- ка P)	0,66	—	0,30
Хеннинг и Хейзе ¹¹⁾ . .	H—H	S_λ (углуб- ление в сфере)	0,647	0,348	0,34
Вортинг ¹²⁾	W	S_λ (трубка)	0,66	—	0,30

Для того чтобы установить наиболее вероятное значение, которое следует приписать испускательной способности платины в красной области ($\lambda = 0,665 \mu$) для температуры, близкой к 1500°K , мы собрали в табл. 20

1) Относительно обозначений, кривых, см. табл. 20.

2) Worthing, Phys. Rev., 28, 174 (1926).

3) Holborn u. Kurlbaum, Ann. der Phys., 10, 225 (1903).

4) Laue u. Martens, Phys. Zts., 8, 853 (1907).

5) Waidner and Burgess, Bur. Stand. Bull., 3, 163 (1907).

6) Féry et Chénaveau, C. R., 148, 441 (1909).

7) Henning, Zts. f. Instr., 30, 61 (1910).

8) Mendenhall, Astroph. J., 33, 91 (1911).

9) McCauley, Astroph. J., 37, 164 (1913).

10) Spence, Astroph. J., 37, 194 (1913).

11) Henning u. Heuse, Zts. f. Phys., 16, 63 (1923).

12) Worthing, Phys. Rev., 28, 171 (1926).

значения, даваемые различными исследователями, приведя их к $0,665 \mu$. Это приведение сделано на основании данных рис. 29 (уменьшение испускательной способности приблизительно на 0,07 при переходе от $0,46 \mu$ к $0,66 \mu$).

Измерения выполнялись также и для платины в состоянии плавления. Бюргесс и Вальтенберг¹⁾ в своих обширных исследованиях испускательной способности изучили изменения испускательной способности платины при переходе от твердого состояния к жидкому. Они нашли увеличение на 15%. Это значение увеличения подтверждено новыми измерениями Вортинга²⁾, который нашел для кажущейся температуры S_{λ} платины при плавлении для $0,665 \mu$: 1842°K в твердом состоянии и 1864°K в жидком состоянии.

Иными словами, платина в момент плавления подвергается резкому возрастанию спектральной яркости на 15% в красной части спектра; в зеленой и фиолетовой это увеличение гораздо меньше заметно. Это изменение в яркости объясняет, почему пришлось отказаться от плавящейся платины в качестве фотометрического эталона (свеча Вюлла).

70. Другие металлы. В таблицах приведенных в конце книги (табл. 73) собраны различные определения относительной испускательной способности нескольких ходовых металлов, о которых мы еще не говорили. Мы ограничимся только самыми новыми измерениями; библиографические данные — в конце последней таблицы³⁾.

71. Результат измерений монохроматических испускательных способностей металлов в видимом спектре. На основании всех вышеизложенных измерений можно сделать заключение, что для всех металлов *испускательная способность при данной температуре уменьшается с увеличением длины волны*; другими словами, общий ход кривой изменения ϵ_{λ} с λ такой же самый, какой мы отметили у вольфрама (§ 65, рис. 24).

С другой стороны, при увеличении температуры значение ϵ_{λ} для данного λ (в видимом спектре) в одних случаях уменьшается (вольфрам, молибден, железо), в других увеличивается (платина, золото).

Итак, для всех металлов изменение ϵ_{λ} изображается системой кривых, аналогичных кривым рис. 24. Но в зависимости от положения полосы поглощения металла область, где кривые пучка пересекаются между собой (т. е. длина волны, начиная с которой изменение ϵ_{λ} в зависимости от T меняет знак), может находиться в начале инфракрасной области (вольфрам) в видимом спектре [например для золота при $0,46 \mu$ ²⁾] или даже в ультрафиолете (платина?).

1) Burgess u. Waltenberg, Bur. Stand. Bull., 11 599 (1915).

2) Worling, «Phys. Rev.», 28, 187 (1926).

3) Что касается других металлов, то наиболее вероятные значения монохроматической испускательной способности их в красной области можно найти в табл. 65, помещенной в конце книги.

Следует также отметить, что изменение ϵ_λ в зависимости от λ в видимом спектре становится очень значительным для тех металлов, которые кажутся глазу заметно окрашенными: медь, которая в отраженном свете имеет красноватый цвет, т. е. обладает в красном свете значительно больше отражательной способностью, чем в фиолетовом, имеет, в соответствии с этим, значительно более слабую испускательную способность для красных лучей, чем для фиолетовых (ϵ_λ меняется от 0,11 до 0,38 при переходе от $\lambda = 0,66 \mu$ к $\lambda = 0,55 \mu$); то же самое имеет место для вольта.

При переходе от твердого металла в расплавленному изменение ϵ_λ , вообще говоря, мало заметно; исключения составляют лишь некоторые металлы: для золота ϵ_λ почти удваивается (от 0,13 до 0,22), для меди изменение заметно (от 0,11 до 0,15), для серебра и платины изменение около 15%, для молибдена оно не превосходит 5% (§ 222), для вольфрама мы можно пренебречь (§ 221).

72. Испускательная способность угля. Испускательная способность угля изучалась также различными авторами. Мы ограничимся приведением результатов, полученных в новой работе Прескотта и Хинке¹⁾, выполненной по методу «трубки, снабженной отверстием». Измерения производились для очень чистого графита. Для длины волны $\lambda = 0,66 \mu$, в интервале температур от 1600 до 2500°K получены данные, которые позволяют установить между ϵ_λ и T (K) следующее отношение:

$$\epsilon_{\lambda=0,66} = 0,934 - 5,8 \cdot 10^{-5} T.$$

Значение ϵ_λ для 1600, 1900 и 2300°K равны соответственно 0,89, 0,87 и 0,85. Отсюда для разности $T - S$ следуют значения 11, 25 и 52° соответственно температурам 1500, 2000 и 2500°K. Эти числа слегка отличаются от даваемых другими авторами; причина расхождения может лежать в некотором различии в строении и степени полировки изученных образцов. Надежные измерения для различных длин волн отсутствуют, но по всем данным можно заключить, что уголь очень мало отличается от серого тела, т. е. он обладает испускательной способностью, которая очень мало изменяется с длиной волны²⁾.

Экстраполируя написанное выше соотношение до температуры положительного кратера дуги, близкой к 3800°K, найдем для этой температуры $\epsilon = 0,76$. Отсюда для разности $T - S$ получается значение около 150°.

73. Монохроматические испускательные способности окислов металлов. Изучены также монохроматические испускательные способности окислов некоторых металлов, в частности, окислов меди³⁾, железа⁴⁾,

1) Prescott and Hinke, Phys. Rev., 31, 130 (1928).

2) Его цветная температура должна чрезвычайно мало отличаться от его истинной температуры.

3) Burgess, Bur. Stand. Bull., 6, 118 (1909).

4) Burgess and Foot, Bur. Stand. Bull., 12, 81 (1916).

никеля¹⁾. Данные относительно других окислов вблизи температуры их плавления можно найти в упоминавшейся уже работе Бургесса и Вальтенберга²⁾. Некоторые измерения были предприняты Форсайтом и выполнены либо по методу образования осадка окисла на платиновой пластинке, нагреваемой электрическим током (измеряется S для платины и для окисла), либо по методу трубки, снабженной отверстием; они привели для циркона в красной области спектра ($\lambda = 0,66 \mu$) к значению $\epsilon_{\lambda} = 0,16$ в интервале температур от 1600 до 2600°K. На испускательную способность ThO_2 оказывает заметное влияние природа пламени; в пламени «светильный газ + воздух» ϵ изменяется от 0,40 для 1400°K до 0,15 для 1800°K³⁾; наоборот, в пламенах «газ + кислород» и «водород + кислород» ϵ оказывается очень постоянным и равняется 0,40. В конце книги (табл. 68) читатель найдет значения испускательных способностей некоторых металлических окислов. Мы ограничимся здесь лишь упоминанием об очень интересной новой работе Либмана⁴⁾, содержащей крайне подробное исследование испускательных способностей AlO_2 , MgO , ThO_2 во всем спектре, для различных температур и для различной крупности зерен.

Значение химической природы пламени очень отчетливо выяснено совокупностью работ Никольса и Хауса⁵⁾, кратким изложением которых мы здесь и ограничимся. Большая часть изученных окислов (окислы титана, тантала, урана, колумбия⁶⁾) обладают двумя отчетливо различными излучениями в зависимости от того, находится ли они в окислительной или восстановительной атмосфере. В окислительной атмосфере наблюдаются полосы люминесценций, особенно интенсивные при низких температурах (для окисел колумбия Cb_2O_3 , ниже 1000°С). В восстановительной атмосфере изученные окислы превращаются в окислы более низкой степени (Cb_2O_3 превращается в Cb_2O_4 , черный, TiO_2 — в Ti_2O_3 , темносиний, Ta_2O_5 становится Ta_2O_4 , черным), излучение которых носит чисто термический характер и которые обладают высокой испускательной способностью: она достигает 0,954 для окиси урана при 870°С.

Таким образом изучение окислов, как видно из предыдущего, представляется довольно сложным процессом; полное изучение этого вопроса выходит из рамки настоящей книги. К некоторым из этих окислов нам еще придется вернуться в связи с вопросом об излучении некоторых источников: чулок Ауара и штифт Нернста (§ 256).

¹⁾ Burgess and Foot, Bur. Stand. Bull., 17, 42 (1915).

²⁾ Burgess and Waltenberg, Bur. Stand. Bull., 17, 605 (1915).

³⁾ Forsythe, Phys. Rev., 25 252 (1925) (ThO_2 , трубка длиной 40 мм, внешний диаметр 2 мм, внутренний 1 мм), Phys. Rev., 20, 101 (1922).

⁴⁾ Libmann, «Zts. f. Phys.», 63, 404 (1930) (работа содержит полную библиографию вопроса).

⁵⁾ Nichols and Howes, Phys. Rev., 17, 469, (1921) (CaO и серпентинные соединения), 23, 420 (1923) (окись титана); 19, 300 (1922). (CaO , MgO , BeO , Al_2O_3 , ZrO_2), 25, 376 (1925) (окись урана и колумбия).

⁶⁾ Иное название колумбия — ниобий.

74. Изменение испускательной способности твердых тел в зависимости от угла испускания. Отступления от закона Ламберта. Если твердое тело подчиняется закону Ламберта, то его поверхностная яркость, измеренная, например, при помощи пирометра, не должна зависеть от направления испускания (§ 9). Исходя из классических формул металлического отражения, можно показать, что для металлов это не имеет места.

Первые точные измерения были выполнены Бауером и Муленом¹⁾ для полированной платины (в красной части спектра). Они показывают весьма отчетливое возрастание поверхностной яркости, по мере того как угол испускания, (угол направления испускания с нормалью к поверхности) растет от 0 до 80° (см. табл. 21). Измеренные числа находятся в довольно хорошем количественном согласии с вычислениями Ульянина²⁾.

ТАБЛИЦА 21. Изменения поверхностной яркости полированной платины в зависимости от угла испускания (для красных лучей).

Угол испускания в градусах	0	20	30	40	50	60	70	80°
Яркости, измеренные Бауером и Муленом . . .	1,00	0,97	—	1,02	1,04	1,07	1,10	1,13
Яркости, вычисленные Ульяниным	1,00	1,00	1,005	1,015	1,043	1,09	1,17	1,16

Аналогичные измерения, выполненные для платиновой пластинки с гранулированной поверхностью, дали гораздо более слабые изменения яркости (приблизительно 3% при изменении угла от 0 до 80°).

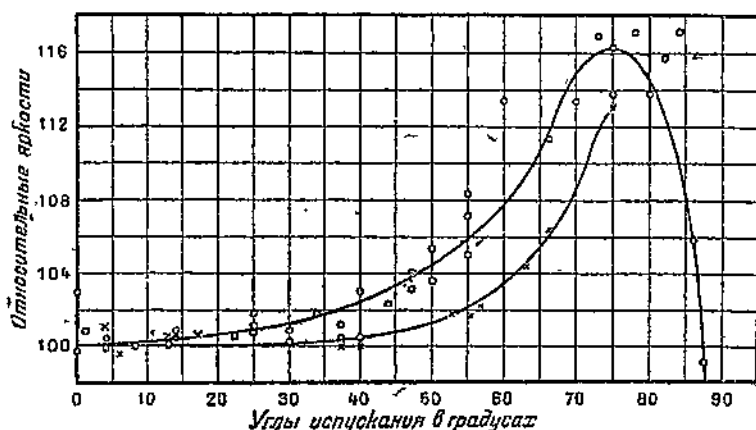


Рис. 30. Изменение спектральной яркости вольфрама в функции угла испускания (отклонение от закона Ламберта).

○ длина волны 0,66 м; × длина волны 0,47 м.

Аналогичные измерения были предприняты Вортингом³⁾ для вольфрама, молибдена, тантала и угля; результаты представлены на рис. 30 и 31.

¹⁾ Bauer et Maullin, J. Phys., 9, 468 (1910).

²⁾ Oulianine, Wied. Ann., 62, 528, (1897).

³⁾ Worthing, Astroph. J., 36, 345 (1912); J. Opt. Soc. Amer., 13, 635 (1926).

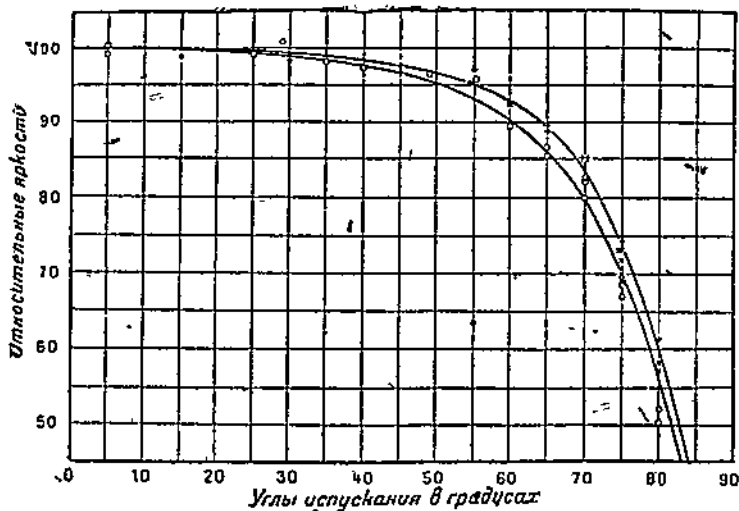


Рис. 31. Изменение спектральной яркости угля в функции угла испускания (отклонение от закона Ламберта).

(Верхняя кривая относится к $0,47 \mu$, нижняя — к $0,66 \mu$.)

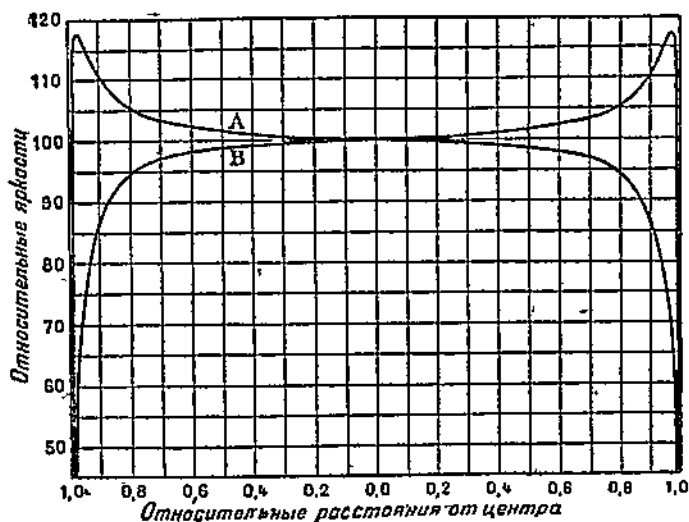


Рис. 32. Изменение спектральной яркости ($0,66 \mu$) вдоль диаметра цилиндрической нити накала, наблюдаемой с большого расстояния

A — вольфрам; B — уголь,

Для вольфрама, молибдена и тантала яркость остается практически постоянной до угла в 40° , затем растет довольно быстро, проходит через максимум для угла в 75° и, наконец, вновь очень быстро падает.

Для угля яркость падает постепенно по мере того как направление наблюдения уклоняется от нормали.

Следует отметить, что отступления от закона Ламберта возрастают при переходе от фиолетовой части спектра к красной. Мы не располагаем данными измерений для инфракрасных лучей. Но подобные измерения, предпринятые для суммарного излучения (§ 101), обнаружили очень заметные изменения в яркости (энергетическая яркость меняется от 1,10 до 1,8, когда угол меняется от 0° до 80°); отсюда мы вправе заключить, что в инфракрасной области отступления от закона Ламберта еще гораздо более значительны, чем для видимых лучей.

Из предыдущего вытекает, между прочим, важное следствие: яркость цилиндрического волоска накаливания изменяется по мере отступления от центральной части. Рис. 32 дает изменения относительной яркости в функции расстояния от центра нити для вольфрама (кривая А) и для угля (кривая В).

Исходя из кривых рис. 32, можно вычислить среднюю яркость цилиндрической нити: для вольфрама она приблизительно на 9% больше, чем для центральной части¹⁾, для угля она примерно на 5% меньше.

Вышеизложенные рассуждения дают ясное представление о тех трудностях, которые могут представить измерения температуры нитей ламп накаливания.

75. Поляризация света, испускаемого твердым раскаленным телом. Свет, испускаемый металлом по направлению, составляющему угол с нормалью, оказывается частично поляризованным²⁾. Экспериментальное исследование света, испускаемого вольфрамом, дает следующие значения, собранные в табл. 22³⁾:

Таблица 22. Поляризация света, испускаемого вольфрамом, в функции угла испускания.

Угол испускания в градусах	0	30	45	60	75	80	85	90
Доля поляризованного света	0	0,10	0,22	0,46	0,72	0,81	0,90	1,00

Направление электрического вектора более интенсивной компоненты лежит в плоскости испускания, т. е. в плоскости, определяемой световым лучом и нормалью к поверхности в точке испускания.

Для цилиндрической вольфрамовой нити суммарный свет, испускаемый в направлении, перпендикулярном к оси, содержит около 20% поляризо-

¹⁾ Или для плоского волоска, имеющего ту же температуру и излучающего нормально ко своей поверхности.

²⁾ См., например, Millikan, Phys. Rev., 3, 88 и 177 (1895). Явление открыто Arago, Ann. Ch. et Phys., 27, 89 (1824). Теория см. Gullian and Verh. deutsch. Phys. Ges. 11, 40 (1895) и Диссертация, Казань (1899).

³⁾ Forsythe and Worthing, Astroph. J., 61, 165 (1925)

ванного света. Направление электрического вектора более интенсивной компоненты в этом случае нормально к оси нити.

В работе Ворthinga¹⁾ имеются данные относительно изменения яркости в функции угла испускания для колебаний параллельных и колебаний перпендикулярных плоскости испусканий для вольфрама, молибдена и тантала.

Из всего вышесказанного ясно, какие большие предосторожности нужно принимать при измерениях температуры накаливающейся нити или расплавленного металла, если эти измерения производятся при помощи пирометра, содержащего поляризационную оптику (пирометр Вайнера). Можно частично исключить ошибку в измерении температуры раскаленной нити, если при работе с таким пирометром выполнять два определения, ориентируя пирометр в двух взаимно перпендикулярных плоскостях (например, ориентируя последовательно плоскость симметрии пирометра параллельно и перпендикулярно оси нити), и затем образовать среднее.

Подобные замечания относятся ко всем приборам, содержащим николи (фотометры или спектрофотометры с поляризационной головкой) и освещаемые посредством лампы накаливания.

76. Вычисления истинной температуры металла, на основании величин S_λ и ϵ_λ . На практике (в частности, при определении температуры плавления металла) часто приходится вычислять истинную температуру T металла, зная его испускательную способность ϵ_λ и его яркостную температуру S_λ (определяемую непосредственно оптическим пирометром).

Нам кажется нелишним сказать несколько слов о величине ошибки ΔT , которая появляется при этих вычислениях вследствие неточности значения, принимаемого для ϵ_λ .

Исходя из известного соотношения, связывающего S_λ и T :

$$\frac{1}{T} - \frac{1}{S_\lambda} = \frac{\lambda}{C_2} \lg_n \epsilon_\lambda,$$

и дифференцируя, его получим:

$$-\frac{\Delta T}{T^2} = \frac{\lambda}{C_2} \cdot \frac{\Delta \epsilon}{\epsilon}.$$

Допустим, что $\frac{\Delta \epsilon}{\epsilon} = \pm 0,01$ т. е. испускательная способность известна с точностью до 1%. Для красной области получим:

$$\Delta T = -0,5 \left(\frac{T}{1000} \right)^2.$$

Для $T = 2000^\circ \text{K}$ будем иметь $\Delta T = 2^\circ$; для $T = 3000^\circ \text{K}$, $\Delta T = 4,5^\circ$. В действительности для большинства металлов (в частности, для платины) возможная ошибка при определении ϵ значительно больше 0,01; сверх того, значение ϵ может быть искажено вследствие дурного состояния полировки металла, так что ошибки, которые сказываются на

¹⁾ Worthing, J. Opt. Soc. Amer., 13, 635 (1926).

вычисления T , могут быть значительными. Предпочтительно всякий раз, когда это возможно, измерять непосредственно истинную температуру металла одним из методов, которые мы изложили выше (§ 59).

77. Серые тела. Тела с селективным излучением. Изменение S_λ при изменении λ . Серым телом называют тело, испускательная способность которого ϵ_λ не зависит от длины волны. Можно выразить иначе ту же мысль, говоря, что серое тело имеет кривую спектрального распределения энергии, идентичную с кривой черного тела при той же температуре, с той только разницей, что все ординаты ее помножены на постоянный множитель, меньший единицы¹⁾.

Серого тела, строго удовлетворяющего определению, не существует. Во всяком случае, если ограничиться видимым светом, то уголь в его различных формах (графит, нити в угольных лампах накаливания, применяющихся на практике для освещения) не особенно далек от выполнения поставленных выше условий.

Мы говорим, что тело имеет селективное излучение, если его испускательная способность ϵ_λ изменяется в зависимости от длины волны. Это, вообще говоря, имеет место для всех известных твердых тел. Экспериментальные результаты, приведенные выше, показывают, что для всех тел, тщательно изученных до сих пор, при одной и той же температуре монохроматическая испускательная способность уменьшается при увеличении длины волны это имеет место при всех температурах и во всех областях спектра, от ультрафиолета до крайних ультракрасных лучей (§ 71).

Если мы обратимся к соотношению между яркостной температурой S_λ , истинной температурой T и монохроматической способностью ϵ_λ какого-нибудь тела:

$$\frac{1}{S_\lambda} - \frac{1}{T} = \frac{\lambda}{c_2} \log_{10} \epsilon_\lambda,$$

то увидим что при данной температуре T при увеличении λ S_λ уменьшается (ибо при увеличении λ ϵ_λ уменьшается и, следовательно, $\log_{10} \epsilon_\lambda$ возрастает). Это означает, что яркостная температура все более и более отклоняется от истинной температуры: яркостные температуры ниже в красной области, чем в фиолетовой²⁾.

Необходимо, впрочем, отметить вместе с Хайдом³⁾, что если тело имеет более высокую яркостную температуру в фиолетовой части спектра, чем в красной, то отсюда еще нельзя заключить о селективности его излучения. Действительно, серое тело, для которого ϵ_λ постоянно, удовлетворяет тому же самому критерию.

1) Мы увидим ниже, когда определим цветную температуру источника, что такое серое тело имеет цветную температуру, равную своей истинной температуре.

2) Далее (§ 94), мы установим простое соотношение (формула H') между S_λ и λ , когда мы определим цветную температуру и цветную испускательную способность тела.

3) Hyde, J. Frank Jnts., 189, 454 (1910).

Глава VII.

Цветная температура.

78. Определение цветной температуры источника. Для того чтобы фиксировать величину, связанную с истинной температурой накаливаемого тела, можно вместо спектральной яркости тела для радиации λ ¹⁾ воспользоваться спектральным составом излучения, испускаемого телом в видимом спектре. Действительно, даже грубый эксперимент показывает, что свет, испускаемый нагретым телом, при низких температурах состоит исключительно из красных лучей и постепенно обогащается фиолетовыми лучами по мере возрастания температуры. Этот факт служит средством изучения температуры тела.

Иначе говоря, мы не будем больше заниматься интенсивностью излучения, испускаемого телом, но исключительно цветом излучения. Поэтому та новая температура, которую мы таким методом определяем, получила название цветной температуры²⁾.

Рассмотрим сперва кратко различные определения, которые можно дать для цветной температуры накаливаемого тела или источника, и попытаемся затем установить, в каких пределах на практике эти определения оказываются эквивалентными.

Первое определение цветной температуры тела. Можно изучить посредством спектро радиометра³⁾ распределение энергии в видимом спектре данного источника. При построении кривой распределения умножим все ординаты на подходящий множитель с таким расчетом, чтобы получить, например, относительную спектральную яркость, равную единице для $\lambda = 0,590 \mu$.

Опыт показывает, что для большинства источников кривая распределения, полученная таким образом, может быть наложена на аналогичную кривую, характеризующую черное тело, при температуре, подходящим образом подобранной⁴⁾. Эту последнюю температуру мы и определим как цветную температуру источника.

1) Которая определяет, как мы видели, яркостную температуру тела.

2) В американской литературе принят термин «color temperature».

3) В действительности начертания можно произвести и с помощью спектрофотометра. К этому мы вернемся позже.

4) Это сводится к допущению, что спектральная яркость b_λ излучаемого источника может быть представлена для всех λ на протяжении видимого спектра с точностью до ошибок опыта при помощи соотношения вида:

$$b_\lambda = C_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{C_2}{\lambda T}};$$

и представит в таком случае цветную температуру источника, а не его истинную температуру.

Рис. 33 дает, с одной стороны, кривые распределения энергии черного тела при 2820 и 2850°K (сплошные кривые), с другой — стороны, экспериментальные точки, полученные при изучении газонаполненной лампы (500 W) с вольфрамовым волоском, питаемой при определенном режиме. Сравнение экспериментальных точек с кривыми показывает, что металл волоска ведет себя, с точки зрения спектрального состава его видимого излучения, как черное тело, температура которого близка к 2850°K.

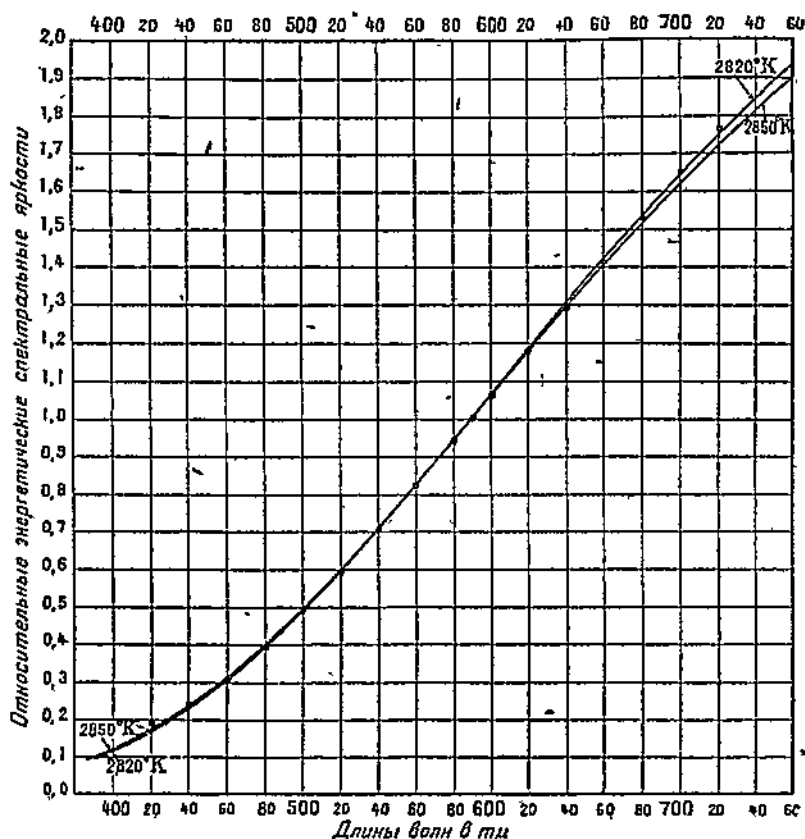


Рис. 33. Кривые распределения энергии по спектру черного тела при 2820—2850°K и экспериментальные точки, определенные при наблюдении вольфрамовой лампы накаливания (газонаполненная в 500 W).

На основании предыдущего мы примем в качестве первого определения цветной температуры источника *температуру T_c черного тела, которое в видимом спектре имеет то же относительное спектральное распределение, как и изучаемый источник*. Мы увидим ниже, как можно на практике использовать при измерениях это определение; мы найдем также, в каких пределах имеет место полное совпадение между спектральной кривой источника и кривой черного тела.

79. Второе определение цветной температуры. Для того чтобы определить цветную температуру источника (металл, истинная температура которого есть T), можно также рассмотреть две длины волны, λ_1 и λ_2 , видимого спектра (в частности, в красной и синей области) и измерить отношение $\frac{b_{\lambda_1} T}{b_{\lambda_2} T}$ спектральных яркостей источника для этих двух длин волн. Цветной температурой источника будет температура черного тела, которое для длин волн λ_1 и λ_2 обладает яркостями $b_{\lambda_1}^{\circ} T_c$ и $b_{\lambda_2}^{\circ} T_c$, отношение между которыми равно $\frac{b_{\lambda_1} T}{b_{\lambda_2} T}$.

Сравнительные измерения можно выполнить в этом случае при помощи спектрофотометра или оптического пирометра, принимая два монохроматических фильтра (красный и синий). Метод измерений, определенный таким образом, будет называться в дальнейшем методом отношений яркости в красно-синем или, более коротко, «методом красно-синего отношения» ¹⁾.

80. Третье определение цветной температуры. Так как раскаленный металл испускает свет того же самого спектрального состава, как и черное тело, обладающее подходящим образом выбранной температурой, то свет от обоих тел должен давать глазу одно и то же цветное ощущение. На этом основании цветная температура источника может быть найдена сравнением света этого источника со светом черного тела, температура которого меняется постепенно, пока оно не будет обладать тем же цветом, как и источник.

Мы обозначим этот метод именем метода идентификации цветов ²⁾.

Применяя обозначения, принятые в Америке ³⁾, мы будем обозначать цветную температуру через T_c ; когда она определена методом идентификации цветов, и через $T_c(\lambda_1, \lambda_2)$, когда она определяется при помощи измерения отношений яркостей при длинах волн λ_1 и λ_2 .

81. Определение кривой распределения энергии в спектре источника. Употребление спектро радиометра, спектрофотометра и оптического пирометра. Интерпретация измерений для определения цветной температуры. Определения кривой распределения энергии в спектре источника предпринимались различными способами. Интерпретация измерений может быть также выполнена весьма различными способами. Поэтому мы полагаем, что вначале надо будет рассмотреть с различных сторон изучаемый вопрос.

Применение спектро радиометра. При помощи спектрометра и радиометрического приемника (болометра, термостолбика) можно изучить в видимом спектре энергетическое излучение какого-нибудь источника в функции длины волны. Так как речь идет об относительных измерениях, то можно, как мы это видели, для черного тела (§ 44) определить отношение отклонений гальванометра для различных длин

¹⁾ В американской литературе: «red-blue ratio». Мы укажем в дальнейшем результаты некоторых измерений красно-синего отношения.

²⁾ «Color match» в американской литературе.

³⁾ Hyde, Symposium on pyrometry, стр. 289 (1920); Forsythe, «J. Opt. Soc. Amer.», 5, 493 (1921) (Report of committee on pyrometry).

воли, принимая, например, за единицу отклонение для $\lambda = 0,590 \mu$. Эти измерения, так же как и в случае черного тела, нуждаются в поправках, учитывающих закон дисперсии призмы и абсорбцию в средах, проходящих излучением; для таких измерений требуется, сверх того, очень чувствительный гальванометр, так как энергия, с которой приходится иметь дело в видимой части спектра, очень мала.

Такие измерения дают совокупность экспериментальных точек, аналогичных воспроизведенным на рис. 33¹⁾. Мы увидим ниже, каким образом интерпретируются такие измерения.

В действительности очень немногие определения цветной температуры были выполнены при помощи прямых энергетических измерений.

Причина этого состоит в том, что спектроболومتر представляет собой малоупотребительный инструмент, дорогой и нелегкий в обращении, встречающийся в небольшом числе лабораторий. Как мы сейчас увидим, его можно заменить спектрофотометром, применение которого гораздо более удобно.

82. Применение спектрофотометра. Спектрофотометр может служить для определения энергии источника и, следовательно, для определения его цветной температуры; для этой цели необходимо использовать черное тело как объект сравнения, т. е. как эталон спектральной энергетической яркости.

Действительно, пользуясь классическими приемами спектрофотометрии, можно измерить для радиации λ отношение между спектральной яркостью b_λ источника и спектральной яркостью $b_{\lambda T}^0$ черного тела при произвольной, но известной температуре T . Если значение этого отношения есть R_λ , то

$$b_\lambda = R_\lambda C_\lambda \lambda^{-5} e^{-\frac{C_2}{\lambda T}},$$

формула, которая позволяет, зная температуру T и измеряя R_λ для

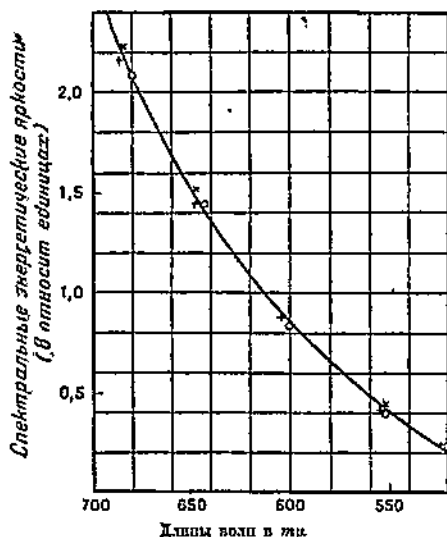


Рис. 34. Кривая распределения энергии по спектру эталонной лампы Гейфера.

+ значения, полученные при помощи спектрофотометра путем сравнения с черным телом при 1452°K ;

× значения, полученные при помощи спектрофотометра, путем сравнения с черным телом при 1810°K ;

○ значения, полученные Анстремом при помощи спектроболометра.

¹⁾ Soblentz, Измерения, выполненные в Бюро стандартов в апреле 1917 г.; воспроизведены у Priest, Scient. Paper, 443; Bull., 18, 221 (1922).

различных длин волн видимого спектра, построить кривую b_λ (или, лучше, $\frac{b_\lambda}{C_2}$) в функции λ ¹⁾.

Ледер ²⁾ первый применил этот метод с целью определения температуры источника (лампа Гейфнера и лампа накаливания в осевой нити); мы воспроизводим в качестве иллюстрации (рис. 84) кривую, полученную им в случае лампы Гейфнера; обращает на себя внимание прекрасное совпадение этих фотометрических измерений, сделанных относительно черного тела (1452 и 1610° K), и прежних измерений, выполненных Ангстремом посредством спектроболометра.

2) **83. Применение оптического монохроматического пирометра или спектропирометра.** Оптический монохроматический пирометр, как мы видели в § 56, есть инструмент, предназначенный для прямых измерений спектральных яркостей. Им можно, следовательно, воспользоваться для определения спектральной кривой энергии источника, при условии применения различных монохроматических фильтров. На практике обычно ограничиваются измерением при помощи этого аппарата отношения яркости для трех только цветов (красный, зеленый, синий). Ниже, рассматривая метод «красно-синего отношения» (§ 87 и 88), мы приведем подробности, касающиеся измерений с таким пирометром и их интерпретации.

84. Интерпретация измерений, выполняемых при помощи спектроболометра и спектрофотометра. 1. Для интерпретации энергетических измерений можно попытаться представить результаты при помощи формулы. Ангстрем ³⁾ показал, что для лампы Гейфнера измерения очень точно передаются формулой:

$$b_\lambda = 0,0160 \cdot \lambda^{-5} e^{-\frac{7,85}{\lambda}},$$

т. е. вплоть до постоянного множителя могут быть идентифицированы со значениями, даваемыми формулой Вина для черного тела температуры T_c :

$$b_\lambda' = C_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{C_2}{\lambda T_c}}.$$

Сравнение обеих формул дает, следовательно,

$$7,85 = \frac{C_2}{T_c},$$

или, принимая для $C_2 = 14\,320$, найдем $T_c = 1825^\circ \text{K}$.

1) Легко понять, что можно прийти к нужным результатам, если при этих измерениях вместо черного тела применять источник сравнения, постоянная температура которого T_c известна; в вычислениях надо будет заменить T на T_c .

2) Löder, Ann. d. Phys., 24, 319 (1907).

3) Angström, Распределение энергии лампы Гейфнера в видимом спектре Upsal, 08; Phys. Rev., 17, 302 (1903).

2. Другой метод состоит в следующем: на кривой, представляющей результаты измерений, выбирают две длины волн, λ_1 и λ_2 , и отмечают значения b_{λ_1} и b_{λ_2} соответствующих яркостей; эти две яркости должны быть пропорциональны яркостям черного тела при некоторой температуре T_c , которую и надлежит определить ¹⁾.

Другими словами, имеем:

$$b_{\lambda_1} = A \lambda_1^{-5} e^{-\frac{C_2}{\lambda_1 T_c}},$$

$$b_{\lambda_2} = A \lambda_2^{-5} e^{-\frac{C_2}{\lambda_2 T_c}},$$

откуда, для соотношения почленно и логарифмируя, найдем:

$$T_c = \frac{C_2 \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right)}{\lg \left[\frac{b_{\lambda_1}}{b_{\lambda_2}} \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right)^5 \right]}. \quad (\text{B})$$

Ледер ²⁾ в уже упоминавшейся работе вычислил, исходя из этой формулы, значения T_c лампы накаливания с осмиевым волоском. Найденные значения отличались не много друг от друга (от 2170 до 2195° K), в зависимости от выбора λ_1 и λ_2 .

1) Метод сводится в конечном счете к измерению отношения $\frac{b_{\lambda}}{b_{\lambda_0 T}}$ яркости источника к яркости черного тела при известной температуре T для двух различных длин волн λ_1 и λ_2 ; мы знаем затем, что частное этих двух отношений равно такому же частному для черного тела при неизвестной температуре T_c для двух длин волн λ_1 и λ_2 :

$$\frac{R_{\lambda_1}}{R_{\lambda_2}} = \frac{\frac{b_{\lambda_1}}{b_{\lambda_0 T}}}{\frac{b_{\lambda_2}}{b_{\lambda_0 T}}} = \frac{\frac{b_{\lambda_1} \circ T_c}{b_{\lambda_1} \circ T}}{\frac{b_{\lambda_2} \circ T_c}{b_{\lambda_2} \circ T}}.$$

Этот способ представляет некоторую аналогию с методом «красно-синего отношения» (§ 87); он отличается от этого последнего в том смысле, что здесь мы пользуемся в качестве эталонного источника черным телом только при одной температуре.

Вышезаписанное отношение может быть представлено:

$$\frac{1}{T} - \frac{1}{T_c} = \frac{\lg \frac{R_{\lambda_1}}{R_{\lambda_2}}}{\left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) C_2}.$$

Для вычисления T_c , кроме T и намеренных значений R_{λ_1} и R_{λ_2} , нужно знать также длины волн λ_1 и λ_2 (это значение необходимо в методе «красно-синего отношения».

Крова [Crows, *C. R.*, 88, 322 и 329 (1878); *Ann. de Phys.*, 19, 480 (1880)] был первым, применившим этот метод для определения неизвестной температуры источника. Правда, эталонным источником при этом служило некоторое тело (не черное) температуры T и закон излучения был неправильным (см. Burgess and Le Châtelier, *Measurement of high temperature*, стр. 350).

2) Ledet, *Ann. der Phys.*, 24, 319 (1907).

Мы применим в качестве примера эту формулу к вычислению T_c , исходя из экспериментальных данных, полученных Кюблентцом для лампы с вольфрамовым волоском (рис. 33). Если исходить из длин волн $\lambda_1 = 0,660 \mu$ и $\lambda_2 = 0,460 \mu$, которые, как мы увидим, приблизительно соответствуют измерениям «красно-синего отношения», выполняемым иным методом, то формула [B], в которой заменим b_1 и b_2 значениями 1,413 и 0,310 (со всей возможной точностью измеренными по графику), дает для $T = 2845^\circ \text{K}$. Если выбрать длины волн $\lambda_1 = 0,720 \mu$ и $\lambda_2 = 0,420 \mu$, соответствующие крайним границам видимого спектра, то соответствующие значения $b_1 = 1,768$ и $b_2 = 0,190$, подставленные в формулу [B], дадут $T_c = 2888^\circ \text{K}$.

Мы видим, что наблюдается довольно заметное систематическое расхождение между спектральными кривыми распределения вольфрама и черного тела (при подходящей температуре), по мере того как мы приближаемся к границе видимого спектра. Это расхождение, которое непосредственно видно на рис. 33, где начерчены также относительные кривые черного тела при 2820 и 2850°K , подтверждается также и измерениями красно-синего и красно-зеленого отношений (§ 89).

В действительности температура 2888°K была вычислена при применении длин волн, для которых глаз чрезвычайно мало чувствителен; следовало бы, очевидно, для того чтобы иметь значение T_c , которое можно сравнивать со значением, полученным по «методу идентификации цвета», ограничиться длинами волн, для которых фактор видимости глаза остается еще довольно значительным; мы получим в таком случае значение T_c , близкое к 2845°K . Для интерпретации экспериментальных результатов предпочтительно, как это сделал Прист ¹⁾, перейти от спектральной кривой распределения энергии изучаемого источника к кривой относительной видимости. Для этого нужно (§ 41) умножить каждое энергетическое значение, соответствующее длине волны λ , на относительный фактор чувствительности глаза для этой длины волны ²⁾.

Задача сводится, следовательно, к отысканию температуры черного тела, при которой кривая относительной видимости (рис. 13) черного тела совпадает с кривой изучаемого источника.

Для того чтобы увеличить точность и облегчить сравнение, Прист определяет длину волны центра тяжести (§ 41) кривой видимости изучаемого источника; в таком случае остается только найти температуру черного тела, кривая видимости которого обладает тем же центром тяжести. Рис. 14 дает результат различных сравнений (точки области 0,572 μ), выполненных этим методом, исходя из экспериментальных точек рис. 33. Прибавим, что найденное таким образом значение (2848°K) оказалось в превосходном согласии со значением, даваемым методом идентификации цвета.

Такого рода определения значительно длиннее, чем вычисления по формуле [B]; однако они имеют то преимущество, что при них каждая длина

¹⁾ Priest, Bur. Stand. Bull., 18, 221 (1922) (Scient. paper, 443).

²⁾ Следует отметить, что если принимать один и тот же фактор видимости для изучаемого источника и для черного тела, то некоторая неопределенность, связанная с этим фактором видимости не вносит заметных ошибок.

волны используется в той степени, в которой она влияет на глаз, давая ему световое ощущение.

- 2) **85. Определение цветной температуры источника методом идентификации цвета. Аппараты.** В принципе метод идентификации цвета состоит в изыскании температуры черного тела, которое испускает свет той же самой окраски, как и источник, цветную температуру которого мы желаем определить.

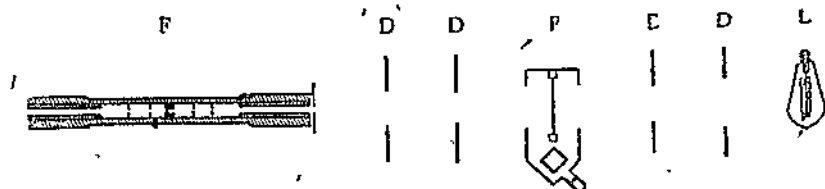


Рис. 35. Расположение, применяемое для определения цветной температуры источника (L) по методу уравнивания цвета с цветом черного тела (P) регулируемой температуры.

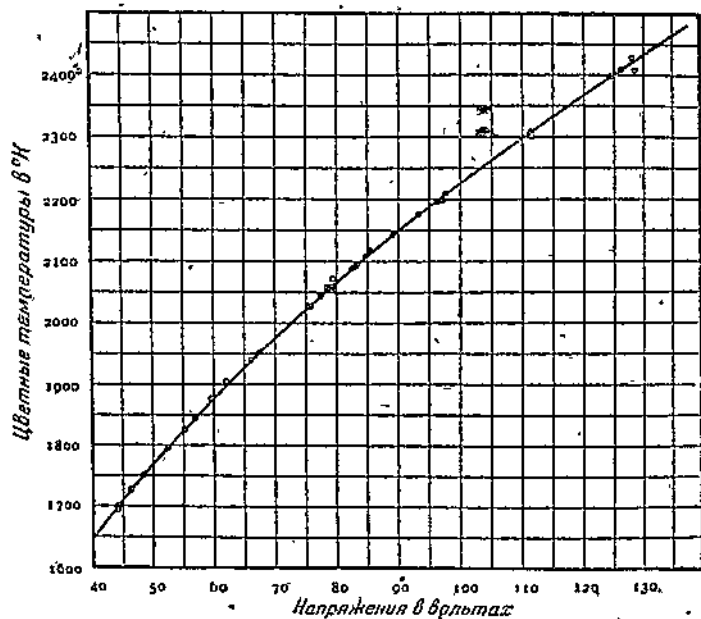


Рис. 36. Цветная температура нитчатой лампы с вольфрамовой нитью в функции напряжения на вводах.

Применяемые аппараты. Сравнение делается посредством фотометра. Аппарат служит исключительно для того, чтобы сравнивать цвет испускаемого обоими источниками света, не заботясь о сравнении интенсивностей ¹⁾. Схема подобных измерений дается рис. 35. Печь P' ,

¹⁾ На практике удобнее заглаживать для обеих фотометрических поверхностей приблизительно по одинаковую освещенность.

осуществляющая условия черного тела и снабженная подходящими диафрагмами, освещает одну из пластинок фотометра P (фотометр Люммера-Бродхуна). Другая пластинка освещается изучаемым источником (лампа L). Диафрагмы D расположены с таким расчетом, чтобы на фотометрическую пластинку падал исключительно свет, идущий от центральной диафрагмы печи ¹⁾.

Измерение состоит в регулировке тока печи F , а следовательно, и ее температуры, до тех пор, пока обе пластинки фотометра не примут одинаковой окраски. Температура печи F определяется монохроматическим пирометром с исчезающей нитью, визирующим печь слева и не показанным на рисунке.

Вместо того чтобы применять в качестве источника сравнения черное тело, более удобно пользоваться вспомогательной лампой, цветная температура которой для различных режимов была предварительно изучена. На рис. 36 мы воспроизводим кривую цветных температур пустотной лампы накаливания с вольфрамовым волоском в функции напряжения на цоколе. Такую лампу ставят на место печи F' (рис. 35) и регулируют напряжение таким образом, чтобы получить идентичность цвета последующего источника L .

Мы увидим ниже (§ 166, лейкоскоп), каким образом для очень высоких температур (свыше 2800°C), для которых практически невозможно осуществить черное тело, можно произвести искусственный свет, спектральный состав которого такой же, как и у черного тела.

86. Получаемая точность. Различные экспериментаторы определяли степень точности, достигаемую в методе идентификации цвета. Форсайт ²⁾ отмечает, что для таких измерений обычный фотометр на равенство освещенностей дает хорошую точность; точность значительно лучше при употреблении контрастного фотометра (Люммер-Бродхун); оптимальный контраст около 8% , как это осуществляется в обычном кубике Люммера-Бродхуна с дополнительными стеклянными пластинками ³⁾.

Мы приводим в табл. 23 данные Форсайта для различных наблюдателей, касающиеся уравнивания цвета лампы (путем регулировки вольтажа) с другой лампой, температура которой поддерживается постоянной ($T_c = 2400^{\circ}\text{K}$).

Среднее отклонение для одного и того же наблюдателя для 9 отдельных измерений около 2° ; максимальные отклонения, обнаруживаемые между различными наблюдателями, достигают 5° . При изменении освещенности пластинок фотометра в 25 раз (от 20 до 500 люксов) неточности в измерениях оставались примерно такими же.

¹⁾ Когда производят измерения металлического волоска L , то следует защищать подходящими экранами части нити, соприкасающиеся с поддерживающими проволоками, ибо температура этих участков отличается от температуры центральной части. Ошибки, могущие происходить от этого различия, достигают 10° .

²⁾ Forsythe. J. Opt. Soc. Amer., 6, 476 (1922).

³⁾ При применении более совершенных контрастных фотометров (контраст $8-40\%$) уравнивание цвета становится несколько более трудным, но точность остается прежней; поэтому нет надобности прибегать к этим более сложным приборам.

Таблица 23. Значения, получаемые различными наблюдателями при уравнивании цвета лампы с переменным вольтажом с другой лампой постоянной температуры ($T=2400^\circ \text{K}$).

Наблюдатели	Среднее значение вольтажа, получаемое из 9 точек (в вольтах) ¹⁾	Среднее отклонение отдельных значений от среднего значения (в градусах)
1	103,67	1,8
2	103,69	2,0
3	103,68	1,1
4	103,76	1,6
5	103,15	2,4

Указанный порядок величины ошибок подтверждается также и Приложением ²⁾. Данные его измерений и условия наблюдения приведены в табл. 24.

Таблица 24. Точность метода уравнивания цвета вблизи $T=2850^\circ \text{K}$.

(Фотометр М а р т е н с а. Угол полного поля — 6° . Фотометрическое поле в виде круга, разделенного по диаметру. Наблюдатель регулирует вольтаж на покое плавящейся лампы, помощник отсчитывает показания вольтметра.)

Наблюдатель	Возможные ошибки отдельных отсчетов	Возможные ошибки среднего из 10 отсчетов	Расхождение между средним одного наблюдателя и средним четырех наблюдателей
1	$\pm 6^\circ,3$	$\pm 2^\circ,0$	$-4^\circ,2$
2	$\pm 5^\circ,5$	$\pm 1^\circ,7$	$+8^\circ,4$
3	$\pm 5^\circ,9$	$\pm 1^\circ,3$	$-6^\circ,4$
4	$\pm 4^\circ,6$	$\pm 1^\circ,3$	$+2^\circ,3$

Таким образом, резюмируя вышесказанное, можно принять, что для отдельных измерений неточность для одного и того же наблюдателя может достигать 6° ; для среднего из 5—10 измерений неточность для данного наблюдателя равна приблизительно 2° и, наконец, различие в средних значениях, найденных разными наблюдателями, может достигать приблизительно 6° ³⁾.

Полученные результаты можно выразить иначе, сказав, что относительное различие в 4% в яркости двух источников для $\lambda=0,50 \mu$ и $\lambda=0,70 \mu$ влечет за собой различие в окраске этих источников, легко воспринимаемое глазом.

Указанная выше точность измерения цветных температур оказывается того же порядка, хотя и несколько меньшей, как и точность, получаемая при помощи монохроматического оптического пирометра при измерении яркостных температур.

Преимущества метода идентификации цвета. Метод идентификации цветов представляет по сравнению с другими методами

¹⁾ 1 вольт соответствует 8° .

²⁾ Priest, Bur. Stand., Bull., 18, 223 (1922) (Sc. pap. 443).

³⁾ Отметим, что сравнение между шкалами цветных температур, установленными в двух разных американских лабораториях (Bureau of Standards и Nela Research Laboratory), обнаружило их превосходное согласие, с точностью до 2° .

определения цветной температуры известные преимущества. Во-первых, для его осуществления требуется лишь простой фотометр; далее, им можно пользоваться при изучении источников очень малых размеров (очень тонкая нить в лампах накаливания), для которых обычный пирометрический метод мало точен; к числу его преимуществ, наконец, принадлежит также возможность применять его при изучении источников малой интенсивности, для которых спектрофотометрический метод неприменим вследствие недостаточной светосилы.

С другой стороны, он представляет и известные неудобства, не позволяющие прилагать его к некоторым измерениям, например к изучению распределения температуры вдоль нити накаливания.

37. Измерение цветной температуры источника методом красно-синего отношения. Для определения цветной температуры источника, истинная температура которого T_0 , можно, как мы видели в § 79, измерить отношение спектральных яркостей источника для двух волн, λ_1 и λ_2 (красная и синяя, например), и отыскать температуру черного тела, для которого отношение спектральных яркостей имеет то же значение.

Для более точных определений надо выбрать в качестве стандарта произвольный источник, спектральные яркости которого для длин волн λ_1 и λ_2 обозначим соответственно через b_1 и b_2 . При помощи спектрофотометра или оптического монохроматического пирометра с двумя монохроматическими фильтрами (красный и синий)¹⁾ сравним спектральные яркости b_{λ, T_0} и b_{λ, T_0} изучаемого источника с яркостями стандартного источника, т. е. измерим два отношения: $\frac{b_{\lambda_1, T_0}}{b_1}$ и $\frac{b_{\lambda_2, T_0}}{b_2}$ и вычислим отношение $R = \frac{b_{\lambda_1, T_0}}{b_1} / \frac{b_{\lambda_2, T_0}}{b_2}$ (красно-синее отношение для изучаемого источника).

Выполним затем такие же самые относительные измерения для стандартного источника и черного тела при различных температурах T и определим таким образом в функции T отношение $\frac{b_{\lambda_1, T}}{b_1} / \frac{b_{\lambda_2, T}}{b_2}$ (красно-синее отношение для черного тела). Найдя такую температуру черного тела, для которой вышеописанное отношение равняется отношению R , такому же как для изучаемого источника, определим тем самым цветную температуру источника. Важно отметить, что значения λ_1 и λ_2 не входят в вычисления.

Табл. 25 дает в произвольных единицах значения спектральных яркостей черного тела для красного (0,660 μ) и синего (0,470 μ) цвета при различных температурах, равно как значения отношений спектральных яркостей для этих двух цветов. Как видно из таблицы, красно-синее отношение меняется в функции температуры весьма заметно.

1) Forsythe [J. Opt. Soc. Amer., 7, 1116 (1923)] показал, что пирометр с исчезающей нитью очень хорошо подходит для таких измерений. Стандартным источником служит здесь нить; измеренные отношения производится при помощи вращающегося сектора (113); Lindemann and Kealey, [Proc. phys. Soc. London, 38, 69 (1925)], предложили измерять отношение 4410/4850 $\text{\AA}$ при помощи фотоэлементов, применяя для одной длины волны фотоэлемент с калием, для другой — с рубидием.

Таблица 25. Значения отношения спектральных яркостей черного тела для красного (0,660 μ) и синего (0,470 μ) цвета (красно-синее отношение для черного тела) в функции температуры.

Температура черного тела (°K)	Спектральная яркость ¹⁾ для λ 0,660 μ	Спектральная яркость ¹⁾ для λ 0,470 μ	Красно-синее отношение
1000	2140	1,78	1202
1200	1118	4,0	279
1400	705	7,2	48
1600	498	11,2	94
1800	380	15,7	24,2
2000	306	20,6	14,9
2200	257	25,8	10,0
2400	222	31,1	7,1
2600	196	36,4	5,4
2800	176	41,6	4,2
3000	160,5	46,8	3,4
3250	145,4	53,0	2,7
3500	133,6	59,1	2,26
3750	124,0	64,8	1,91

Для того чтобы удобно найти значения температуры черного тела, для которого красно-синее отношение равно такому же отношению источника, можно начертить кривую, дающую это отношение в функции T . Еще удобнее рассматривать ²⁾ логарифм красно-синего отношения. Действительно, имеем:

$$b_{\lambda_1}^{\circ T} = C_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{C_2}{\lambda_1 T}},$$

$$b_{\lambda_2}^{\circ T} = C_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{C_2}{\lambda_2 T}},$$

откуда

$$\lg \frac{b_{\lambda_1}^{\circ T}}{b_{\lambda_2}^{\circ T}} = C_2 \left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right) \cdot \frac{1}{T} + \text{const.}$$

Откладывая, следовательно, по оси абсцисс значения $\frac{1}{T}$, а по ординатам значения логарифма красно-синего отношения, мы должны получить прямую линию ³⁾. Мы приводим в качестве примера на рис. 37 прямую, построенную исходя из цифр табл. 25. Если изменяется стандартный источник, то прямая эта просто перемещается параллельно самой себе.

Вместо того чтобы делать измерения по отношению к черному телу, можно, само собой разумеется, выполнить их по отношению к какому-нибудь источнику (например, лампа с вольфрамовым волоском), цвет-

¹⁾ В произвольных единицах (см. табл. 63, в конце книги).

²⁾ Nordmann, C. R., 149, 557 (1909).

³⁾ Строго говоря, при применении окрашенных фильтров эффективная длина волны λ_1 и λ_2 слегка меняется с температурой T (§ 137). Форсайт убедился, однако, на опыте, что экспериментальные точки ложатся очень точно на прямую.

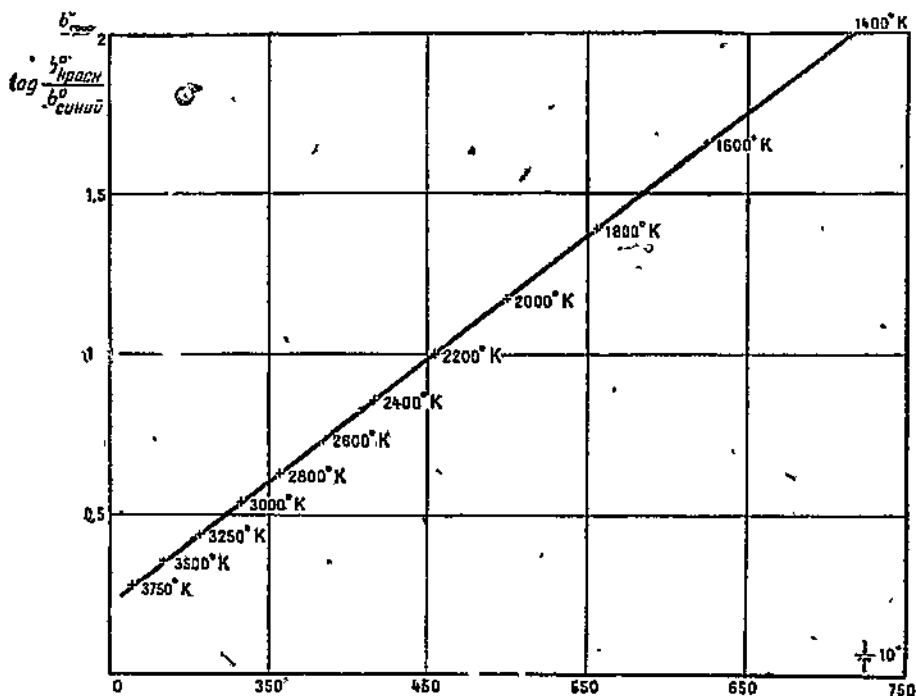


Рис. 37. Прямая, представляющая логарифмы красно-синего отношения черного тела (см. табл. 25) в функции $\frac{1}{T}$.

ная температура которого T_c при разных режимах известна заранее (рис. 26). При построении указанной кривой по оси абсцисс придется в таком случае отложить $\frac{1}{T_c}$.

88. Измерения цветной температуры при помощи монохроматического оптического пирометра. Отношение между цветной температурой источника и его яркостными температурами для двух длин волны. Пирометр может служить, подобно спектрофотометру, для определения цветной температуры источника, при условии снабжения его двумя монохроматическими фильтрами, пропускающими эффективную длину волны λ_1 и λ_2 . Если пирометр проградуирован, как обычно, по черному телу, то наводка его на источник последовательно через фильтры λ_1 и λ_2 позволит определить яркостные температуры S_1 и S_2 нашего источника¹⁾; другими словами, яркости источника для λ_1 и λ_2 соответственно равны:

$$C_1 \lambda_1^{-5} e^{-\frac{C_2}{\lambda_1 S_1}} \text{ и } C_1 \lambda_2^{-5} e^{-\frac{C_2}{\lambda_2 S_2}}.$$

¹⁾ Отметим здесь, что эффективное λ_1 , которое надо принять для яркостной температуры S_1 , есть эффективное λ , соответствующее экстраполяции между температурой S и температурой T_c (141).

Заметив, что отношение этих яркостей равно отношению яркостей, соответствующих λ_1 и λ_2 для черного тела, имеющего искомую цветовую температуру, найдем после простых преобразований (логарифмирование)¹⁾:

$$\frac{1}{\lambda_1} \left\{ \frac{1}{S_1} - \frac{1}{T_c} \right\} = \frac{1}{\lambda_2} \left\{ \frac{1}{S_2} - \frac{1}{T_c} \right\}, \quad [C]$$

или

$$T_c(\lambda_1 \lambda_2) = \frac{\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}}{\frac{1}{\lambda_1 S_1} - \frac{1}{\lambda_2 S_2}}. \quad [D]$$

89. Сравнение результатов, даваемых различными методами измерения цветной температуры. Мы уже отметили (§ 84) хорошее согласие в определении T_c одного и того же источника, получаемого по методу идентификации цвета и при помощи измерения спектрального распределения энергии. Заслуга установления согласия между обоими методами принадлежит Хайду²⁾ и его сотрудникам.

Форсайт³⁾ со своей стороны сравнил цветные температуры, получаемые для одной и той же лампы (вольфрам, тантал), при помощи фотометра (по методу идентификации цвета) и посредством пирометра [по методу красно-синего отношения (§ 87)]. Для цветных температур, лежащих между 1700 и 2500°K, измерения оказались в превосходном согласии (максимальное расхождение 5°, среднее расхождение 2—3°).

90. Расхождение между кривыми спектрального распределения черного тела и черного тела. Вычисление цветной температуры вольфрамового волоска в лампе накаливания, произведенное на основании исследования кривой распределения энергии по спектру (§ 84), привело нас к заключению, что не существует полной идентичности по всему видимому спектру между кривой спектрального распределения вольфрама и черного тела подходящей температуры.

Рассмотрим более детально, какой вид может представлять кривая распределения какого-либо источника по сравнению с кривой черного тела. Пусть кривая *00* (рис. 38) представляет собою кривую относительной яркости черного тела при определенной температуре T ; источник, имеющий цветовую температуру, равную T , может обладать кривой спектрального распределения, изображенной в виде линий *11* или *22*, причем предполагается, что обе эти кривые совпадают с кривой черного тела по всей центральной области спектра.

Кривая *11* по сравнению с кривой *00* обладает избытком энергии в красной и синей части; при уравнивании цвета нашего источника с цветом черного тела было бы невозможно получить полной идентичности цвета, и источник казался бы более пурпурным. Наоборот, в случае кривой *22* синий и красный тона представлены в меньшей мере,

¹⁾ См. ниже иную форму этого соотношения и следствия, которые из него, вытекают (§ 94).

²⁾ Мы вернемся к этому пункту в коротком историческом очерке, который мы даем ниже (§ 91).

³⁾ Forsythe, J. Opt. Soc. Amer., 7, 1115 (1923).

чем в черном теле, так что источник будет казаться зеленоватым по сравнению с черным телом.

Первый случай имеет место, когда источником служит осмий; второй наблюдается для вольфрама и тантала. Можно, как делает Форсайт¹⁾, определять цветную температуру T_c по красно-синему отношению и сравнивать красно-зеленое отношение для источника с таким же отношением черного тела температуры T_c . Заметим, что выбор T_c по методу красно-синего отношения сводится к определению кривой 00 для черного тела (рис. 38) таким образом, чтобы она в области красного и синего цвета имела такие же ординаты, как и кривые $1'$ (или $2'$), относящиеся к источнику²⁾ (общие точки B и R).

Если красно-зеленое отношение равно такому же отношению для черного тела при температуре T_c , то, по Форсайту, мы должны иметь:

$$\frac{b_{\text{красн.}}}{b_{\text{зелен.}}} = \frac{\lambda_1^{-5} e^{-\frac{c_2}{\lambda_1 T_c}}}{\lambda_2^{-5} e^{-\frac{c_2}{\lambda_2 T_c}}},$$

откуда, логарифмируя, найдем:

$$\lg \frac{b_{\text{красн.}}}{b_{\text{зелен.}}} = A - \frac{B}{T_c},$$

A и B — постоянные, зависящие только от λ_1 и λ_2 .

Иными словами, если по оси абсцисс откладывать цветные тем-

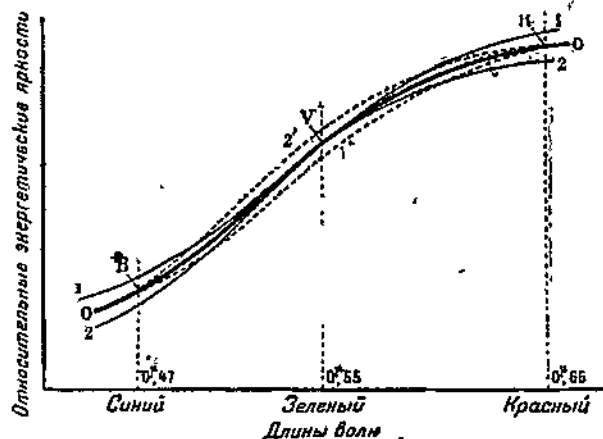


Рис. 38. Различный вид относительных кривых распределения энергии по спектру источника по сравнению с кривыми черного тела.

пературы, определенные измерением красно-синего отношения, а по оси ординат логарифмы красно-зеленого отношения, то должны получиться прямая линия, совпадающая с соответствующей линией для черного тела.

Измерения, произведенные для угля, показывают, что действительно наблюдается совпадение между получаемой кривой и прямой линией, соответствующей черному телу. Это значит, если идентифицировать уголь с черным телом, подбирая для него температуру по методу красно-синего отношения, то кривая распределения и в зеленой части совпадет с кривой для черного тела. Аналогичные измерения, выполненные для вольфрама, показывают, что яркость в зеленой части по сравнению с черным телом относительно больше, чем в синей и красной областях спектра (кривая $2'$ — рис. 38). Разности достигают 0,5% для

¹⁾ Forsythe, J. Opt. Soc. Amer., 7, 1115 (1923).

²⁾ Кривая $1'$ получается из 1 умножением всех ординат на одно и то же число

$T_c = 1600^\circ \text{K}$ и 1% для $T_c = 2600^\circ \text{K}$ ¹⁾. Расхождения того же порядка наблюдаются для платины. Для тантала разности того же знака, но несколько больше по величине: около 1% для всех температур.

Для осмия, как мы уже упоминали, расхождения идут в противоположном направлении (кривая I'), величины их — того же порядка.

Итак, для всех металлов относительные яркости во всем видимом спектре (от $0,47 \mu$ до $0,67 \mu$) могут быть идентифицированы с яркостями черного тела подходящей температуры с расхождением, не превышающим 1% .

Для тел, обладающих ясно выраженным селективным излучением (например чулок Ауэра) это не имеет места. Чулок Ауэра, нагретый так, что красно-синее отношение дает для него цветную температуру около 2800°K , обладает в зеленой части яркостью, которая примерно на 30% превосходит яркость черного тела при температуре 2800°K .

91. Исторический очерк. Одновременно с развитием теоретических и экспериментальных исследований, касавшихся излучения черного тела, первые экспериментаторы взялись за изучение при помощи спектро-болометра, излучения нечерных тел²⁾, пытаясь выразить это излучение в абсолютных единицах, в функции истинной температуры тела.

Ангстрем³⁾ первый (1903) и после него Ледер⁴⁾ (1907) попытались при изучении эталона Гейфнера сопоставить значения энергии, измеряемые в видимом спектре, с такими же значениями для черного тела, температура которого подобрана так, чтобы имело место то же спектральное распределение в видимом спектре, как и для лампы Гейфнера. Таким образом они установили впервые, не делая, правда, этого явно, понятие о цветной температуре, которое в дальнейшем оказалось столь плодотворным.

Около того же времени (1907) Моррис, Страуд и Эллис⁵⁾ при изучении ламп накаливания пришли к мысли, что следует допустить равенство температур ламп, если цвет испускаемого ими света одинаков; здесь также впервые содержится понятие идентичности цвета излучений, испускаемых двумя источниками при равенстве температур этих источников.

На долю Хайда (1908 — 1910) и его сотрудников⁶⁾ выпала заслуга показать все выгоды, которые можно извлечь из спектрофотометрического метода и из метода идентификации цвета для изучения селективных свойств излучения металлов они же, в частности, обнаружили

¹⁾ Хайд [Hyde, *Astroph. J.*, **36**, 114 (1912)] нашел для температур, указанных выше, расхождения $0,6\%$ и $1,8\%$.

²⁾ См., например, Lummer und Pringsheim, *Verh. Deutsch. Phys. Ges.*, **12**, 230 (1899); Congrès de physique, 1900, II, стр. 94 (измерения для платины).

³⁾ Angström, Энергия в видимом спектре эталона Гейфнера, *Upsal*, 1903; *Phys. Rev.*, **17**, 302 (1903).

⁴⁾ Leder, *Ann. der Physik*, **24**, 319 [1907 (см. § 82)].

⁵⁾ Morris, Stronde and Ellis, *«Electrician»*, **59**, 584 (1907).

⁶⁾ Hyde, *Phys. Rev.*, **27**, 521 (1908); Hyde, Gady and Middlekauff, *Trans. N. Y. Eng. Soc.*, **4**, 334 (1909) (новый фотометрический метод изучения излучения различных веществ: металлы и т. д.).

превосходное согласие значений, даваемых обоими методами ¹⁾, и попытались связать «цветную температуру», таким образом определенную, с истинной температурой металла и его яркостной температурой; ими же было выведено заключение, что для металлов цветная температура должна быть выше истинной.

В дальнейшем многие исследователи занимались определением соотношения между цветной температурой тела и его истинной температурой; мы ограничиваемся здесь указанием на работы Петерсона и Дэддинга ²⁾ и Лэнгмюра ³⁾ и ссылкой на работу Хайда, Кеди и Форсайта, уже упоминавшуюся выше (§ 85). Другие, более поздние работы будут указываться при изучении излучения различных источников. Отметим, наконец, что Форсайт в ряде новых публикаций, библиография которых указана выше (§ 87 и § 90), внес крайне важные дополнения, уточнив методы определения цветных температур, основанные на сравнительных измерениях яркостей изучаемого тела и черпного в красной и синей области спектра (метод красно-синего отношения).

Прежде чем излагать результаты измерений цветных температур, нам кажется рациональным точнее определить соотношение между цветной температурой тела, его истинной температурой и значениями испускательных способностей этого тела.

При этом мы вынуждены будем сказать несколько слов о методе пересечения логарифмических изохромат в видимом спектре, применяемом некоторыми исследователями для определения температуры источника (§ 98).

92. Вычисление цветной температуры тела по его истинной температуре и значениям монохроматических испускательных способностей ⁴⁾. Обозначив через T_0 истинную температуру какого-нибудь тела и через T_c (λ_1, λ_2) его цветную температуру, определенную по отношению к двум длинам волн λ_1 и λ_2 , получим (§ 80):

$$\frac{b_{\lambda_1 T_0}}{b_{\lambda_2 T_0}} = \frac{b_{\lambda_1 T_c}}{b_{\lambda_2 T_c}}, \quad \text{или} \quad \frac{b_{\lambda_1 T_0}}{b_{\lambda_2 T_0}} = \frac{b_{\lambda_1 T_c}}{b_{\lambda_2 T_c}},$$

или, наконец,

$$\frac{\varepsilon_1 e^{-\frac{c_2}{\lambda_1 T_0}}}{\varepsilon - \frac{c_2}{\lambda_1 T_0}} = \frac{\varepsilon_2 e^{-\frac{c_2}{\lambda_2 T_0}}}{\varepsilon - \frac{c_2}{\lambda_2 T_0}}.$$

Логарифмируя и упрощая, получим соотношение ⁵⁾:

$$\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T_c} = \frac{\lg \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}}{c_2 \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right)}, \quad [D']$$

¹⁾ Hyde, J. Frank. Inst., 169, 499 (1910) и 170, 26 (1910); Phys. Rev., 31, 315 (1910); Astr. J., 36, 89 (1912). В последней работе находится изложение некоторых критериев селективности тела, в частности критерий, основанный на сравнительных намерениях общей видимой световой яркости (в люменах) и общей энергетической яркости (в ваттах)).

²⁾ Patterson and Dudding, Proc. phys. Soc. London, 27, 230 (1915).

³⁾ Langmuir, Phys. Rev., 7, 302 (1916).

⁴⁾ Worthing, Symposium on Pyrometry, стр. 298.

⁵⁾ Эта формула применима также для вычисления новой цветной температуры, которая характеризует излучение данной цветной температуры, прошедшее через среду,

ными словами, для всех металлов цветная температура выше, чем истинная температура.

Для вольфрама, значения испускательных способностей которого хорошо известны (§ 66), Вортинг мог сравнить значение T_c , вычисленное из формулы [D], со значением, даваемым непосредственно методом идентификации света; согласие получилось удовлетворительное.

Серое тело, для которого испускательная способность практически не зависит от длины волны (приблизительно это имеет место для угля), согласно предыдущей формуле, обладает цветной температурой, равной его истинной температуре.

93. Определение температуры тела методом пересечения логарифмических изохромат в видимом спектре. Этот метод был указан Люммером и Прингсгеймом¹⁾. Люммер широко пользовался этим методом в своих работах по изучению температуры вольтовой дуги²⁾.

Так как измерения Бенедикта³⁾, выполненные этим методом, дали повод к оживленной полемике, то мы считаем необходимым напомнить принципы метода и показать, каким образом он применяется к измерению температур нечерных тел.

Предположим, что дано тело, истинная температура которого (неизвестная) есть T_0 ; для волны λ_1 измеряют отношение между спектральной яркостью $b_{\lambda_1, T}$ черного тела температуры T и спектральной яркостью b_{λ_1, T_0} изучаемого тела; затем меняют температуру черного тела T (не изменяя T_0) и строят кривую $y = \lg \frac{b_{\lambda_1, T}}{b_{\lambda_1, T_0}}$ в функции $x = \frac{1}{T}$, эта кривая является прямой линией (изохромата, соответствующая длине волны λ).

Итак, имеем:

$$b_{\lambda_1, T} = C_1 \lambda_1^{-5} e^{-\frac{C_2}{\lambda_1 T}}, \quad b_{\lambda_1, T_0} = C_1 \lambda_1^{-5} e^{-\frac{C_2}{\lambda_1 T_0}},$$

откуда:

$$\lg \frac{b_{\lambda_1, T}}{b_{\lambda_1, T_0}} = -\lg e_1 + \frac{C_2}{\lambda_1 T_0} - \frac{C_2}{\lambda_1 T},$$

или, вставляя сюда значения x и y , определенные выше, получим:

$$y = -\lg e_1 + \frac{C_2}{\lambda_1 T_0} - \frac{C_2}{\lambda_1} x.$$

С селективными показателями пропускания τ_1 и τ_2 . Из того факта, что тело может быть охарактеризовано цветной температурой, мы можем на основании формулы [D] заключать, что монохроматические испускательные способности в видимом спектре должны повиноваться закону:

$$\lg e_\lambda - \frac{K}{\lambda} = \text{const, где } K = C_2 \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T_c} \right).$$

¹⁾ Lummer u. Pringsheim, Verh. Deutsch. Phys. Ges., 3, 36 (1901).

²⁾ Lummer, Verflüssigung der Kohle und Herstellung der Sonnentemperatur. Vieweg und Sohn (Braunschweig) (1914).

³⁾ Benedict, Ann. der Phys., 47, 641 (1915).

Точно так же изохромата, соответствующая λ_2 , представлена при посредстве прямой:

$$y = -\lg \varepsilon_2 + \frac{C_2}{\lambda_2 T_0} - \frac{C_2}{\lambda_2^2} x.$$

Две указанные прямые пересекаются в точке, абсцисса которой $x = \frac{1}{T}$ определяется соотношением:

$$x = \frac{1}{T} = \frac{1}{T_0} - \frac{\lg \varepsilon_1 - \lg \varepsilon_2}{C_2 \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right)}.$$

Если мы обратимся к формуле [D'] предшествующего параграфа, то увидим, что температура T , определяемая пересечением изохромат, не равна истинной температуре тела T_0 , но представляет его цветную температуру $T_c(\lambda_1, \lambda_2)$. Если пренебречь очень небольшими отступлениями, которые мы указали в § 90, то логарифмические изохроматы должны рассматриваться, как пересекающиеся в одной точке. Эта точка дает цветную температуру тела, а не его истинную температуру.

Необходимо, однако, иметь в виду, как на это указал Шефер, что графический метод определения точки пересечения мало точен, так как изохроматические кривые пересекаются под малым углом. Необходимо поэтому заменить его алгебраическим приемом (метод наименьших квадратов). Прибавим, что результаты, полученные Бенедиктом для платины, будучи интерпретированы по методу наименьших квадратов, приводят к различиям, превосходящим 300° в значениях T , получаемых из различных монохромат. Очевидно, есть основание усомниться в точности измерений. Хайд показал, кроме того, что и для случая вольфрама измерения не согласуются со значениями, полученными прежде многими исследователями. Тем не менее нам кажется существенным прибавить еще несколько слов относительно метода Люммера. Отыскание пересечения двух изохромат λ_1 и λ_2 эквивалентно утверждению, что искомая температура T определяется равенством:

$$\frac{b_{\lambda_1}^\circ T}{b_{\lambda_1}^\circ T_0} = \frac{b_{\lambda_2}^\circ T}{b_{\lambda_2}^\circ T_0} \quad \text{или} \quad \frac{b_{\lambda_1}^\circ T_0}{b_{\lambda_2}^\circ T_0} = \frac{b_{\lambda_1}^\circ T}{b_{\lambda_2}^\circ T}.$$

Но это — то же самое равенство, которое служило нам для определения цветной температуры по методу красно-синего отношения (§ 87). Нетрудно, однако, видеть те значительные преимущества, которые представляет этот последний метод измерений: вместо того чтобы искать пересечение двух прямолинейных изохромат $\lg \frac{b_{\lambda_1}^\circ T}{b_{\lambda_1}^\circ T_0}$ и $\lg \frac{b_{\lambda_2}^\circ T}{b_{\lambda_2}^\circ T_0}$, образующих между собой малый угол, ищут пересечение изохроматы $\lg \frac{b_{\lambda_1}^\circ T}{b_{\lambda_2}^\circ T}$ (рис. 37) с горизонтальной прямой, проведенной на высоте ординаты $\lg \frac{b_{\lambda_1}^\circ T_0}{b_{\lambda_2}^\circ T_0}$; в этом случае точка пересечения получается с гораздо большей точностью.

94. Испускательная способность тела. Отношение между яркостными температурами источника в видимом спектре. Если тело, истинная температура которого T обладает цветной температурой T_c , то это означает, как мы видели, что во всем видимом спектре яркости рассматриваемого тела равны с точностью до постоянного фактора соответствующим по длинам волн яркостям черного тела температуры T_c . Отношение спектральной яркости рассматриваемого тела (с истинной температурой T) для радиации λ и соответствующей яркости черного тела температуры T_c измеряет собою величину, которую мы будем называть цветной испускательной способностью¹⁾; мы обозначим ее через ϵ_c ²⁾.

Согласно только что сказанному, ϵ_c не зависит от выбранной длины волны; оно измеряет также отношение между суммарной световой яркостью изучаемого тела при температуре T и яркостью черного тела при температуре T_c .

Согласно определению, ϵ_c имеем:

$$\epsilon_c = \frac{b_{\lambda T}}{b_{\lambda T_c}} = \frac{e^{-\frac{C_2}{\lambda T}}}{e^{-\frac{C_2}{\lambda T_c}}} \quad [E]$$

или

$$-\lg \epsilon_c = \frac{C_2}{\lambda} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_c} \right). \quad [F]$$

В своих работах по исследованию законов излучения тел Хайд установил следующий критерий (критерий 1): *если тело при двух различных состояниях приведено к совпадению цвета с цветом черного тела для двух различных цветных температур, то отношение яркостей (или световых интенсивностей) тела в этих двух состояниях равно отношению яркостей черного тела для двух использованных цветных температур*. Пригодность этого критерия для какого-либо тела предполагает постоянство цветной испускательной способности при изменении температур.

Хайд убедился, что в пределах ошибок наблюдения, этот критерий выполняется для угля и тантала; для вольфрама отношение оказалось на 3,7% меньше, чем для черного тела при переходе от 1740°K к 2130°K. Это означает: цветная испускательная способность вольфрама уменьшается при возрастании температуры. Таблицы в конце книги, где собраны оптические свойства разных металлов, обнаруживают, что указанное обстоятельство имеет место не только для вольфрама, но и для молибдена: значения ϵ_c , указанные в этой таблице, вычислены на основании формулы [F].

Следует отметить, что знание цветной температуры и цветной испускательной способности³⁾ металла достаточно для того, чтобы вычис-

¹⁾ В американской литературе принят термин «color emissivity».

²⁾ Это обозначение цветной испускательной способности было введено Ворthingом, Worthing, Symposium on pyrometry, стр. 397 (1920).

³⁾ Или яркостной температуры для данного λ .

лить его спектральные яркости во всем видимом спектре. Действительно, согласно самому определению ϵ_c , имеем (на основании формулы [E])

$$b_\lambda = \epsilon_c C_\lambda \lambda^{-5} e^{\frac{C_2}{\lambda T_c}}. \quad [G]$$

Из формулы [F] можно легко вывести, что яркостные температуры S_λ какого-нибудь источника должны во всем видимом спектре повиноваться простому закону:

$$\frac{1}{S_\lambda} = A\lambda + B = \lambda \frac{\log_{10} \epsilon_c}{C_2} + \frac{1}{T_c}. \quad [F']$$

Если измерять яркостные температуры источника для различных длин волн при помощи оптического монохроматического пирометра (или, еще лучше, спектропирометра), то кривая $\frac{1}{S_\lambda}$ в функции λ должна быть прямой. Наклон этой прямой позволяет легко определить ϵ_c , а ордината в начале координат равна $\frac{1}{T_c}$. Построение кривой, позволяет решить, имеет ли источник цветную температуру: точки должны укладываться на прямую. По этой прямой можно будет определить T_c и ϵ_c ¹⁾.

95. Результаты измерений цветных температур. В конце книги в табл. 67, 68 и 69 можно найти значения цветных температур, измеренных для некоторых металлов (вольфрам, молибден, тантал) в функции истинной температуры. Мы приводим также (в табл. 26) данные Форсайтом ²⁾ значения цветных температур некоторых тел в функции яркостной температуры (для $\lambda = 0,665 \mu$).

Таблица 26. Отношение между цветной температурой T_c и яркостной температурой $S_{0,665 \mu}$ для различных веществ.

Соответствующие цветные температуры T_c для:

Яркостная температура $S_{0,665 \mu}$ (в градусах Кельвина)	Несвищен- ного, угля	Вольфра- м угольной лампы	Платины	Осмия	Тантала	Штиффа Периста
1400	1414	—	1563	1444	1507	1538
1500	1515	—	1692	1562	1631	1642
1600	1616	1620	1821	1680	1758	1747
1700	1718	1735	1952	1799	1883	1852
1800	1820	1852	2086	1919	2010	1954
1900	1923	1962	—	2045	2137	2053
2000	2028	2064	—	2168	2265	2146
2200	2240	2255	—	2427	2500	2310
2400	—	—	—	2688	2785	—

Ниже, в гл. XXII, посвященной различным световым источникам и лампам накаливания, мы будем иметь случай указать цветные температуры разных источников (солнца, пламени и т. д.). Некоторые значения можно найти в табл. 71, где собраны данные, относящиеся к различным источникам.

¹⁾ Ribaud, Bull. Soc. Franç. Physique, 22 февраля 1930.

²⁾ Forsythe, Opt. Soc. Amer., 7, 1115 (1923).

Энергетическая светимость нечерных тел. Суммарная испускательная способность.

96. Суммарная энергетическая яркость нечерного тела. Суммарная испускательная способность. Мы уже определили (§ 8) суммарную энергетическую яркость $\mathfrak{B}$ тела (истинная температура которого есть T) в данном направлении. Это есть энергия, выраженная в ваттах в секунду, излучаемая при посредстве всех длин волн видимой поверхностью тела, равной 1 см^2 , в телесный угол равный 1 стерадиану, описанному около данного направления, как около оси.

Если через $b_{\lambda T}$ обозначить спектральную яркость тела в рассматриваемом направлении (§ 11), то имеем:

$$\mathfrak{B}_T = \int_0^{\infty} b_{\lambda T} d\lambda.$$

Напомним также определение светимости $\mathfrak{M}_T$: это есть суммарная энергия, излучаемая во всех направлениях одним квадратным сантиметром поверхности тела. Если тело подчиняется закону Ламберта, т. е. если его яркость $\mathfrak{B}_T$ не зависит от направления испускания, то, согласно § 9, имеем:

$$\mathfrak{B}_T = \frac{\mathfrak{M}_T}{\pi}.$$

Выше мы установили (§ 54) какой интерес представляет понятие суммарной испускательной способности тела ϵ , т. е. отношение между яркостью $\mathfrak{B}_T$ тела и яркостью $\mathfrak{B}_T^\circ$ черного тела при той же температуре.

Обозначая, как и выше, через ϵ_λ монохроматическую испускательную способность тела по данному направлению, получим следующие соотношения:

$$\epsilon = \frac{\mathfrak{B}_T}{\mathfrak{B}_T^\circ} = \frac{\int_0^{\infty} b_{\lambda T} d\lambda}{\int_0^{\infty} b_{\lambda T}^\circ d\lambda} = \frac{\int_0^{\infty} b_{\lambda T} \epsilon_\lambda d\lambda}{\int_0^{\infty} b_{\lambda T}^\circ d\lambda}. \quad [G']$$

Напомним еще, что, согласно закону Кирхгофа (§ 28), ϵ равно коэффициенту полной абсорбции α тела, и что в случае непрозрачного

тела $\epsilon_i = 1 - \rho_i$, где ρ_i означает полный коэффициент отражения. При этом надо здесь отчетливо подчеркнуть, что α_i и ρ_i соответствуют особому излучению, а именно, излучению черного тела, имеющему ту же температуру T , как и рассматриваемое тело.

97. Пирометр суммарной радиации. Температура излучения нечерного тела. Суммарная энергетическая яркость $\mathcal{B}$ тела может быть измерена непосредственно; она определяется показанием пирометра суммарной радиации (§ 8)¹⁾.

Такой пирометр можно градуировать непосредственно на суммарную яркость; но обычно предпочитают его градуировать на температуры, вызывая черное тело определенной температуры. Каждому делению прибора будет соответствовать определенная температура T .

Пирометр с суммарной радиацией, направленный на нечерное тело, показывает не истинную температуру тела, но видимую температуру, которую уместно назвать температурой радиации тела и которую мы обозначим через T_R .

Зная величину T_R , даваемую аппаратом, можно легко вывести значение суммарной яркости $\mathcal{B}_T$ нашего тела. Если T_0 — температура приемника, то имеем:

$$\mathcal{B}_T = \sigma (T_R^4 - T_0^4),$$

где σ — постоянная закона Стефана-Больцмана. Пользуясь предшествующими равенствами, можно непосредственно получить следующее выражение суммарной испускательной способности тела:

$$\epsilon_i = \frac{T_R^4 - T_0^4}{T^4 - T_0^4}. \quad [H]$$

На практике, во всех интересующих нас случаях можно пренебречь T_0^4 , по сравнению с T^4 , так что предыдущее выражение примет вид:

$$T_R = T \sqrt[4]{\epsilon_i} \quad [H']$$

98. Суммарная испускательная способность тела. Вычисление суммарной испускательной способности. На основании соотношения [G] можно вычислить значение суммарной испускательной способности нечерного тела, если для рассматриваемой температуры T известны значения монохроматических испускательных способностей этого тела для всех длин волн. Однако мы обладаем весьма недостаточными экспериментальными данными относительно монохроматических испускательных способностей, особенно в инфракрасной области, так что вычисление ϵ_i могло бы быть выполнено лишь с малой точностью.

¹⁾ Вычисления этого параграфа предполагают, что пирометр суммарной радиации является серым телом, т. е. обладает коэффициентом поглощения α , не зависящим от длины волны. Если бы это было не так, то вычисления приняты бы гораздо более сложную форму. Мы скажем об этом ниже при описании пирометра (§ 230).

²⁾ Ниже (табл. 56, § 250) сопоставлены значения T_R и T , соответствующие различным значениям ϵ_i .

На основании имеющихся данных мы можем все-таки предвидеть а priori некоторые факты, с которыми мы встретимся ниже. При низких температурах испускаемая радиация ограничивается инфракрасными волнами и, следовательно, суммарная испускательная способность будет такого же порядка величины, как и монохроматические испускательные способности в инфракрасной области, т. е. незначительной. В случае вольфрама при 1000°K максимум испускания лежит около 3μ ; суммарная испускательная способность должна быть близка к ϵ_{λ} для 1000°K , т. е. около 0,10 (§ 65).

При возрастании температуры суммарная испускательная способность должна расти, с одной стороны, потому что ϵ_{λ} растет вместе с T и в области инфракрасных лучей, с другой, — так как максимум испускания смещается к коротким длинам волн; при 2100°K λ_m близка к $1,4\mu$, ϵ_{λ} должна приближаться к 0,30; при очень высоких температурах ϵ_{λ} должно стремиться к значению ϵ_{λ} в видимом опектре. Прямые измерения действительно для ϵ_{λ} дают: 0,10, 0,27 и 0,35 при температурах, равных соответственно: 100, 2100 и 3500°K .

99. Формула Фута. Исходя из формулы Друде (§ 65) для ϵ_{λ} и пользуясь соотношением $[G]$ (§ 96), Фут¹⁾ мог вычислить значения ϵ_{λ} как функцию сопротивления r металла и истинной температуры T (в градусах К):

$$\epsilon_{\lambda} = 0,5736 \sqrt{rT} - 0,1769 rT^2).$$

Эта формула показывает, что ϵ_{λ} растет вместе с T . Фут нашел, что для платины формула эта находится в хорошем согласии с опытом вплоть до 1800°K . Наоборот, для вольфрама измерения Вортинга и Форсайта²⁾ дают при высоких температурах большие значения, чем значения, получаемые по формуле Фута.

Надо особенно подчеркнуть следующий факт: формула Друде справедлива только для волн, длина которых не меньше известной величины; в соответствии с этим формула Фута должна по сравнению с опытом представлять тем большие отклонения, чем выше температура. Обращаясь к рис. 24 видим, что значения, наблюдаемые для ϵ_{λ} в красной части больше, чем получаемые по формуле Друде; поэтому можно предвидеть что значения ϵ_{λ} , вычисленные при помощи формулы Фута, должны оказаться слишком малыми.

100. Прямые измерения суммарной испускательной способности. 1. Метод пирометра суммарной радиации. Для того чтобы получить суммарную испускательную способность какого-нибудь тела, можно измерить болометрическим методом нормальную

¹⁾ Foot, Bur. Stand. Bull., 11, 608 (1915).

²⁾ Второй член формулы появляется вследствие введения поправочного члена в формулу Друде:

$$\epsilon_{\lambda} = 0,365 \sqrt{\frac{r}{\lambda}} - 0,0667 \frac{r}{\lambda}.$$

³⁾ Forsythe and Worthing, Phys. Rev., 18, 144 (1921).

энергетическую яркость $\mathfrak{B}_\lambda$ плоской пластинки этого тела, по нормальному направлению¹⁾ и затем разделить эту яркость на яркость черного тела при той же температуре. Легко видеть, что к тому же сводится применение пирометра суммарной радиации, градуированного по черному телу²⁾. Наведя пирометр на излучаемое тело, мы получим его температуру радиации T_R и затем, зная истинную температуру тела T , найдем по формуле $[H]$ и $[H']$ величину ϵ_λ .

Истинная температура T может быть получена при помощи монохроматического пирометра, для чего необходимо хорошо знать ϵ_λ (§ 76); предпочтительнее непосредственно измерить T , образуя из исследуемого металла полость, удовлетворяющую условиям черного тела (59). Первый метод представляет преимущество в том отношении, что он позволяет изучить явления ϵ_λ с направленным излучением.

2. Метод накаливающейся нити. Вторым методом состоит в применении нити из нашего металла, накаливаемой электрическим током в пустоте. Измеряют электрическую энергию, затраченную на нагревание нити, и температуру нити. Так как работают с нитью, находящейся в пустоте, то вся электрическая энергия, введенная в нить, превращается в излучение³⁾.

Если $\mathfrak{R}_T$ есть энергетическая светимость металла, S — поверхность нити (в см^2), T — его истинная температура, I — ток в нити (в амперах) и V — разность потенциалов на концах нити (в вольтах), то имеем:

$$\mathfrak{R}_T \leftarrow \frac{IV}{S}.$$

Отношение $\mathfrak{R}_T$ к светимости черного тела $\mathfrak{R}_T^\circ$ при температуре T ($\mathfrak{R}_T^\circ = 5,71 \cdot 10^{-13} T^4$) даст значение суммарной излучательной способности. В действительности не вся нить в целом доводится до одной и той же температуры. Для того чтобы избежать трудных и ненадежных поправок на влияние поддерживающих проволок, гораздо более удобным оказывается припаять в двух точках нити, выбранных в области очень однородной температуры, два ввода для измерения разности потенциалов, сделав эти вводы из тонких нитей того же металла, как и излучаемая нить⁴⁾.

101. Сравнение результатов, получаемых обоими методами. Отступления от закона Ламберта. Если бы изучаемое тело подчинялось закону Ламберта, то оба вышеизложенные метода дали бы одно и то же значение суммарной излучательной способности. Но, как мы

¹⁾ См. аналогичные измерения черного тела (§ 45 и сл.). См. также измерения для платины, выполненные Lummer und Kurlbaum, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. 14, (1895) и 17, 106 (1898); Congrès physique, 1900, II, стр. 71.

²⁾ Féry, Ann. de Ch. et Phys., 27, 433 (1902). Burgess and Foot, Bur. Stand. Bull., 11, 58 и 607 (1915); ib. 12, 83 (1916).

³⁾ Это бы не имело места, если бы нить находилась в атмосфере газа, так как значительная часть энергии при этом была бы рассеяна вследствие теплопроводности и конвекции в газе.

⁴⁾ Worthing, Phys. Rev., 18, 144 (1921) (вольфрам). Указанный метод является в то же время превосходным методом измерения сопротивления металла в функции температуры.

уже видели при изучении монохроматических испускательных способностей; теория и опыт приводят к заключению, что испускательная способность изменяется при изменении направления испускания (§ 74). Бауер и Мулан в уже упоминавшейся работе¹⁾ измерили непосредственно изменение суммарной испускательной способности в зависимости от угла испускания для полированной платины. Мы воспроизводим (табл. 27) полученные ими относительные значения испускательной способности.

Таблица 27. Изменение суммарной испускательной способности полированной платины в функции угла испускания.

Углы испускания в градусах	0	10	20	30	40	50	60	70	80	85
Относительные значения суммарной испускательной способности . . .	1,00	0,98	0,97	0,97	0,99	1,04	1,14	1,35	1,80	2,00

Эти изменения гораздо больше, чем значения, измеренные для монохроматической испускательной способности (в видимом свете). Это обстоятельство приводит к заключению, как мы уже отмечали в § 74, что изменение испускательной способности в зависимости от угла испускания должно быть значительно больше в инфракрасной части спектра, чем в видимой.

Дэвиссон и Уикс²⁾, исходя из классических формул металлического отражения, вычислили значение отношения $\frac{\epsilon}{\epsilon'}$ испускательных способностей, даваемых методом нити (светимость R) и методом пирометра с суммарной радиацией (яркость R_n при нормальном направлении). Это отношение остается близким к 1,2 при довольно широких изменениях температуры. Отношение чисел, даваемых опытом, для платины (§ 104) согласуется довольно хорошо с вышеуказанным значением.

Для вольфрама, для которого было изучено экспериментально изменение ϵ в зависимости от угла испускания (§ 47), можно вычислить отношение $\frac{\epsilon}{\epsilon'}$; найденное значение оказалось близким 1,05³⁾.

Метод отражения. Принимая во внимание то, что мы говорили выше (§ 96), можно получить значение ϵ_i для непрозрачного тела, применяя соотношение:

$$\epsilon_i = 1 - \rho_i$$

и измеряя суммарную отражательную способность тела (ρ_i). Задача сводится к измерению части энергии, отражаемой телом (температуры T) при условии, что источником является черное тело температуры T . Этот метод представил бы некоторые трудности: в частности, следовало бы учесть собственное излучение тела. Повидимому, этот метод не был никогда применяем.

¹⁾ Bauer et Moulin, J. Phys., 9, 468, 1910.

²⁾ Davisson and Weeks, Phys. Rev., 17, 261 (1921).

³⁾ Forsythe and Worthing, Astroph. J. 61, 165 (1925).

102. Формулы, связывающие энергетическую светимость (или энергетическую яркость) и истинную температуру нечерного тела. Начиная с первых измерений суммарного излучения металлов делались попытки представить значения суммарной светимости (или яркости) металла при помощи формул аналогичных формуле Стефана-Больцмана:

$$\mathfrak{R}_T = AT^p \quad 1).$$

Люммер и Курльбаум при своих исследованиях суммарного излучения полированной платины пришли к заключению, что показатель α должен быть близок к 5²⁾. Если принять во внимание более позднюю работу Люммера³⁾, то на основании измерений суммарной светимости, выполненных по способу нити, накаливаемой в вакууме (§ 100), приходится заключить, что значение коэффициента A слегка убывает по мере возрастания температуры.

Среднее из измерений, произведенных между 1300 и 1800° К, дало для A значение $0,64 \cdot 10^{-3}$ ватт/см².

Аналогичные измерения, выполненные Люммером для угольного волоска лампы накаливания, дали:

$$\text{Уголь: } \mathfrak{R} = 3,0 \cdot 10^{-12} T^4.$$

Свайдам⁴⁾ для температур, достигающих 1300° К, дает для платины, серебра, никеля и железа следующие выражения, хорошо передающие результаты измерений:

Платина:	$\mathfrak{R} = 2,36 \cdot 10^{-13} \cdot T^5$
Серебро:	$\mathfrak{R} = 3,07 \cdot 10^{-13} \cdot T^{4,1}$
Никель:	$\mathfrak{R} = 1,04 \cdot 10^{-14} \cdot T^{4,65}$
Железо:	$\mathfrak{R} = 3,23 \cdot 10^{-17} \cdot T^{5,55}$

Эттербэк⁵⁾ отмечает, что для никеля показатель при T , равный 5,29 для температур выше 1400° К, при температурах ниже 1400° К падает до 4,75. Для кобальта показатель изменяется от 5,20 до 4,62 при переходе через температуру 1350° К. Эти изменения соответствуют, вероятно, модификации, испытываемой металлом при точке Кюри.

1) Суммарная испускательная способность связана со светимостью соотношением:

$$\epsilon_t = \frac{AT^2}{\sigma T^4} = \frac{A}{\sigma} T^{\alpha-4},$$

так как ϵ_t возрастает с T , то, следовательно, показатель α для всех металлов должен быть больше 4.

2) Lummer und Kurlbaum, Verh. Deutsch. Phys. Ges., 17, 106, (1898); Congrès physique, II, стр. 71 и 75 (1900).

3) Lummer, Verflüssigung der Kohle, стр. 42 (1914).

4) Swydam, Phys. Rev. 5, 497, (1915).

5) Utterback, Phys. Rev. 34, 785 (1920).

Гейсс ¹⁾ между 500 и 1800°K указывает для платины соотношение:

$$\mathcal{R} = 3,56 \cdot 10^{-15} \cdot T^{4,767}.$$

Измерения для вольфрама и в рассматриваемом случае представляют преимущество, связанное с возможностью распространить их на более обширный интервал температур. Ворthing ²⁾ показал, что если по осям абсцисс откладывать $\lg T$, а по осям ординат $\lg \mathcal{R}_T$, то получаемая кривая лишь немного отклоняется от прямой. Более недавние измерения ³⁾, выполненные до 3200°K, привели к следующей формуле, стоящей в превосходном согласии с измерениями:

$$\lg \mathcal{R}_T = 3,680 (\lg T - 3,3) + 1,900 - \frac{1040}{T}, \quad [1]$$

т. е. представляющая эту функцию кривая несколько отклоняется от прямой благодаря поправочному члену типа $\frac{1}{T}$.

Если бы формула $\mathcal{R} = AT^a$ сохраняла силу, то отношение $\frac{d\mathcal{R}}{\mathcal{R}} : \frac{dT}{T}$ [которое измеряет наклон прямой $\lg \mathcal{R} = f(\lg T)$] было бы постоянно и равнялось a . В действительности же это отношение меняется от 5,35 до 4,27 при переходе от 1000°K к 3500°K (см. табл. 67). Резюмируя можно сказать, что излучение вольфрама тем больше приближается к излучению черного тела, чем выше температура. Показатель a приближается к 4, в то время как суммарная испускательная способность ϵ , приближается к 1 (она меняется от 0,11 до 0,35 при переходе от 1000°K к 3500°K).

В конце книги, в табл. 67, которая резюмирует наиболее важные свойства вольфрама, можно найти значения $\mathcal{R}_T$, $\frac{d\mathcal{R}}{\mathcal{R}} : \frac{dT}{T}$ и ϵ , в функции T . Точно так же в табл. 68 и 69 приведены значения тех же величин для молибдена и тантала. Из таблиц видно, что для тантала показатель a очень постоянен и равен 4,80.

Результаты измерений суммарной испускательной способности.

В следующих параграфах мы ограничимся измерениями, выполненными при температурах выше 1000°K, т. е. температурах, для которых видимое излучение тела принимает заметное значение.

103. Вольфрам, молибден, тантал. Суммарная испускательная способность этих металлов была с большой тщательностью изучена Ворthingом ⁴⁾. Применявшийся метод состоял в измерении светимости по способу

¹⁾ Geiss, Physica, 5, 203, (1925). Значения светимости, вычисленные согласно формуле автора, находятся в очень хорошем согласии со значениями, даваемыми Люммером.

²⁾ Worthing, Phys. Rev., 10, 393 (1917).

³⁾ Worthing and Forsythe, Phys. Rev., 18, 144 (1921).

⁴⁾ Worthing and Forsythe, Phys. Rev., 18, 144 (1921) (вольфрам). Worthing, Phys. Rev., 23, 190 (1926) (молибден и тантал).

накаливающейся нити (§ 100). Применявшиеся для исследования нити, сделанные из очень чистого металла, помещались в тщательно эвакуированные лампы; очень тонкие нити из того же металла, припаянные в двух точках, в той области накаливающейся нити, которая имела весьма однородную температуру, позволяли измерить разность потенциалов, а следовательно, и мощность (в ваттах), вводимую в изучаемый участок нити. Значение этой мощности, отнесенной к 1 см^2 поверхности нити, дает светимость $\mathfrak{M}$; суммарная испускательная способность ϵ , получается в таком случае из соотношения:

$$\epsilon = \frac{\mathfrak{M}}{T^4} \quad (\sigma = 5,71 \cdot 10^{-12} \text{ ватт} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{градус}).$$

Температура T получалась из яркостной температуры S_λ в красной части (около $0,665 \mu$), находящей непосредственно при помощи монохроматического оптического пирометра; значения ϵ_λ , принятые при вычислениях, заимствованы из непосредственных измерений Вортинга (рис. 25). Мы не воспроизводим кривых, полученных автором для выражения $\mathfrak{M}$ в функции T (или, лучше, $\lg \mathfrak{M}$ в функции $\lg T$); в конце книги (табл. 67, 68 и 69) приведены значения $\mathfrak{M}$ и ϵ , при разных температурах.

Суммарная испускательная способность возрастает очень заметным образом при увеличении температуры (для вольфрама она меняется от 0,11 до 0,85 при переходе от 1000 к 3500°K).

Мы уже отмечали, что значения, найденные таким образом, т. е. при измерении светимости нити накала, выше, чем те, которые получаются из измерения суммарной яркости по нормальному направлению (§ 101).

Отметим также, что значения ϵ , измеренные Вортингом и Форсайтом для вольфрама при 2500°K приблизительно на 10% больше, чем те, которые вычисляются по формуле Фута. Это обстоятельство находится в полном согласии с отмеченным нами выше (§ 99).

104. Платина. Люммер и Курльбаум¹⁾ изучили при помощи болометра суммарную энергетическую яркость платины. Применявшаяся платина склеивалась в форме вполне замкнутого ящичка; температура металла определялась путем измерения температуры в центре ящичка при помощи термопары ле-Шателье. Результаты этих измерений отмечены треугольничками на рис. 39.

Фут²⁾ повторил эти определения, измеряя пирометром с полной радиацией (модель Ферри с зеркалом) температуру излучения металла (§ 97). Истинная температура была получена при помощи измерений монохроматическим оптическим пирометром яркостной температуры S_λ ; T вычислялось, принимая ϵ_λ постоянным и равным $0,33$ ($\lambda = 0,65 \mu$). Если обратиться к определениям ϵ_λ для платины (§ 69), то видно, что существует известная неопределенность относительно значения ϵ_λ

1) Lummer und Kurlbaum, Verh. Deutsch. Phys. Ges., 17, 106 (1898).

2) Foote, Bur. Stand. Bull., 17, 607 (1915).

в красной области; нетрудно, однако, видеть, что неточность, получающаяся вследствие этого для ϵ , остается незначительной¹⁾.

Значения, найденные Футом и Люммером для суммарной испускательной способности платины по нормальному направлению, нанесены на рис. 39; сплошная кривая вычислена на основании формулы Фута (§ 99).

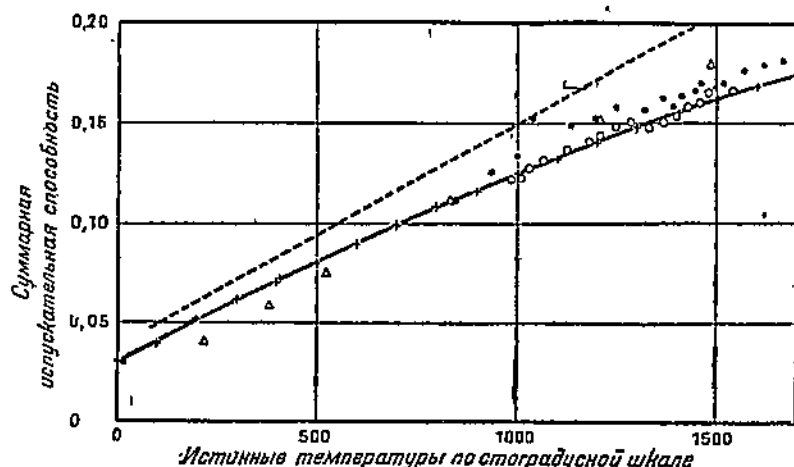


Рис. 39. Значения суммарной испускательной способности платины в функции истинной температуры.

- ▲ — числа, полученные Люммером при нормальном падении;
 ● — числа, полученные Футом при нормальном падении;
 — — — числа, вычисленные по формуле Фута (нормальное падение);
 — — — числа, измеренные Люммером, Дэвиссоном и Уинксом (меход суммарной радиации цилиндрической пшты).

Согласно, как видно, весьма удовлетворительное. На этом же рисунке указаны также (пунктирная кривая) значения, полученные Дэвиссоном и Уинксом (§ 101) и Люммером и Гейссом (§ 102), выполненные по методу накалывающейся нити²⁾. Эти значения приблизительно на 20% выше значений, даваемых измерениями нормальной яркости (§ 101).

105. Расплавленные металлы. Уголь. Мы располагаем немногочисленными данными относительно испускательной способности расплавленных металлов; изучены только железо и медь в силу интереса, представляемого этими металлами для техники.

Суммарная испускательная способность расплавленной меди меняется от 0,15 до 0,13 при переходе от температуры 1400 к 1600° K; для чугуна около 1600° K эта испускательная способность достигает 0,29³⁾.

1) Для $T=2000^\circ\text{K}$ ошибка в ϵ_λ составляет треть ошибки в определении ϵ_λ . Вообще

$$\frac{\Delta \epsilon_\lambda}{\epsilon_\lambda} = \frac{4\lambda T}{C_2} \frac{\Delta \epsilon_\lambda}{\epsilon_\lambda}.$$

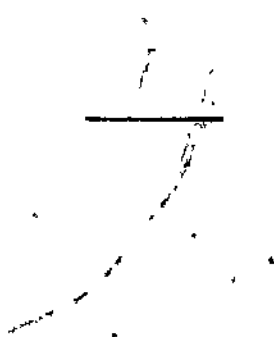
2) Формула, данная Люммером для светимости нити приводит к значению ϵ_λ , пропорциональному T . Пунктирная кривая должна быть прямой, проходящей через абсолютный нуль.

3) Burgess, Bur. Stand. Bull. 6, 118 (1909); Twing, Phys. Rev. 26, 190, (1908).

Точно так же невелико количество данных, относящихся к суммарной испускательной способности угля. Измерения Люммера для угля в лампах накаливания (§ 102) приводят к значению ϵ , близкому к 0,52 для всего интервала от 1300 до 1800° К. При высоких температурах ϵ , повидимому, должно расти подобно тому, как это имеет место для металлов.

106. Металлические окислы. Бургесс и Фут¹⁾ изучили по методу пирометра с суммарной радиацией испускательную способность окиси никеля и железа²⁾. Эта испускательная способность растет приблизительно линейно от 0,54 до 0,87 при переходе от 600 до 1300° С для окиси никеля и от 0,85 до 0,89 при переходе от 500 до 1200° С для окиси железа. Для окиси меди суммарная испускательная способность измеряется от 0,66 до 0,54, когда температура меняется от 800 до 1100° С. Испускательная способность этих различных окислов (черные окислы) значительно больше, чем соответствующих металлов. Это обстоятельство, хорошо известное металлургам, проявляется в резком и очень заметном возрастании теплового излучения ванны с металлом, как только металл начинает на воздухе покрываться слоем окисла.

Неокрашенные окислы (CaO , MgO , ZrO_2 , ThO_2) были изучены Ферри³⁾ при помощи его пирометрической трубки с флюоритовым объективом. Значения их суммарных испускательных способностей помещены (табл. 66) в конце книги. Следует заметить, что особенности, которые мы отмечали по поводу монохроматической испускательной способности (§ 73), проявляются и здесь; в частности очень заметно влияние химической природы пламени (восстанавливающего или окисляющего); загрязнения точно также играют очень большую роль.



¹⁾ Burgess and Foote, Bur. Stand. Bull., 11, 58 (1915) (окись никеля NiO); ib. 12-86 (1916) (окись железа).

²⁾ Эти окиси получались путем нагревания пластики в окисляющей атмосфере.

³⁾ Féry, Ann. Chim. et Phys., 27, 483 (1902); Recueil des constantes de la Société Française de Phys., стр. 520.

Глава IX.

Испускание света нечерными телами.

107. Суммарная световая яркость и светимость нечерных тел. Мы определили выше суммарную световую яркость какого-нибудь источника в данном направлении (§ 10). Эта суммарная яркость выражается в свечах на квадратный сантиметр.

В дальнейшем мы будем рассматривать для нечерного тела яркость B_n (нормальную яркость), измеренную по нормали к поверхности тела (предполагаемого плоским). Под нормальной яркостью мы понимаем световую интенсивность (в свечах), испускаемую квадратным сантиметром тела в направлении, нормальном к поверхности.

Суммарная световая яркость B_n может быть выражена:

$$B_n = \int_0^{\infty} b_{\lambda} d_{\lambda}.$$

где b_{λ} означает нормальную спектральную яркость для радиации λ ; B_n можно определить как площадь кривой видимости тела (§ 13 и 55, рис. 20).

Напомним также определение светимости R : это — суммарный световой поток, испускаемый по всем направлениям с 1 см^2 источника; его выражают в люменах на 1 см^2 ¹⁾.

Измерение световой яркости тела.

108. Вычисление яркости на основании экспериментальных данных, относящихся к испусканию тела. Световая яркость тела может быть вычислена, если известны спектральная испускательная способность ε_{λ} тела для каждой длины волны видимого спектра ²⁾ и фактор видимости глаза K_{λ} для радиации λ .

Найдем:

$$B_n(T) = \int_0^{\infty} b_{\lambda T}^{\circ} \cdot \varepsilon_{\lambda} K_{\lambda} d\lambda,$$

где $b_{\lambda T}^{\circ}$ означает спектральную яркость черного тела той же температуры T для радиации λ .

¹⁾ Если тело подчиняется закону Ламберта, то $R = \pi B_n$.

²⁾ При нормальном угле падения.

Можно отнести яркость нашего тела к яркости черного тела при той же температуре; тогда получим:

$$\frac{B_n(T)}{B^0(T)} = \frac{\int_0^\infty b^0_{\lambda T} \varepsilon_\lambda V_\lambda d\lambda}{\int_0^\infty b^0_{\lambda T} V_\lambda d\lambda} \varepsilon_e; \quad [J]$$

второе отношение, в которое входят только факторы относительной видимости глаза, измеряет то, что мы называем визуальной испускательной способностью (§ 55). Суммарная яркость тела получится окончательно, если яркость черного тела при той же температуре умножить на суммарную визуальную испускательную способность ε_e .

Другой способ расчета, на практике более простой, состоит в введении цветной температуры T_c тела, соответствующей его истинной температуре T . Мы видели действительно, что так как видимое спектральное распределение тела будет такое же самое, как распределение черного тела температуры T_c , то мы получаем для всех длин волн видимого спектра:

$$\frac{b_{\lambda T}}{b^0_{\lambda T_c}} = \text{const.}$$

Это постоянное отношение, которое определяет так называемую цветную испускательную способность ε_c (§ 94), измеряет в то же время отношение суммарных яркостей тела при T и черного тела T_c . Поэтому можно написать:

$$B_T = B^0_{T_c} \cdot \frac{e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}}{e^{-\frac{c_2}{\lambda T_c}}} = B^0_{T_c} \cdot \varepsilon_c, \quad [K]$$

S — обозначает, как и раньше, яркостную температуру тела для радиации λ .

103 bis. Непосредственные измерения яркости. Результаты. Предшествующие расчеты содержат некоторые источники ошибок, которые связаны с несовершенным знанием постоянных ε_λ и T_c . Поэтому предпочтительно оперировать при помощи прямых измерений.

Световую интенсивность, испускаемую известной поверхностью изучаемого тела (например, раскаленной лентой известной длины и ширины)¹⁾ в направлении, нормальном к поверхности, можно измерить путем сравнения с эталонной лампой, интенсивность которой в свечах известна. При этом, само собою разумеется, необходимо сделать поправки, обус-

1) Мы считаем нужным отметить, что применение цилиндрических нитей приводит к несколько иным значениям, так как закон Ламберта не выполняется со всей строгостью. Для вольфрама значение, найденное с цилиндрической нитью приблизительно на 30% выше, чем полученное с плоской нитью; для угля — на 50% меньше (§ 74).

ловливаемые неоднородностью температуры эанты вблизи поддерживающих вводов¹⁾ и абсорбцией в стекле баллона, в который может быть заключена лента. Можно, наконец, как сделал Форсайт²⁾, использовать в качестве прибора для измерения суммарных яркостей пирометр с исчезающей нитью, снабженный фильтром, эффективная длина волны которого близка к длине волны Крова. Такого рода прибор градуируется по черному телу известной температуры. В конце книги (табл. 67—70)

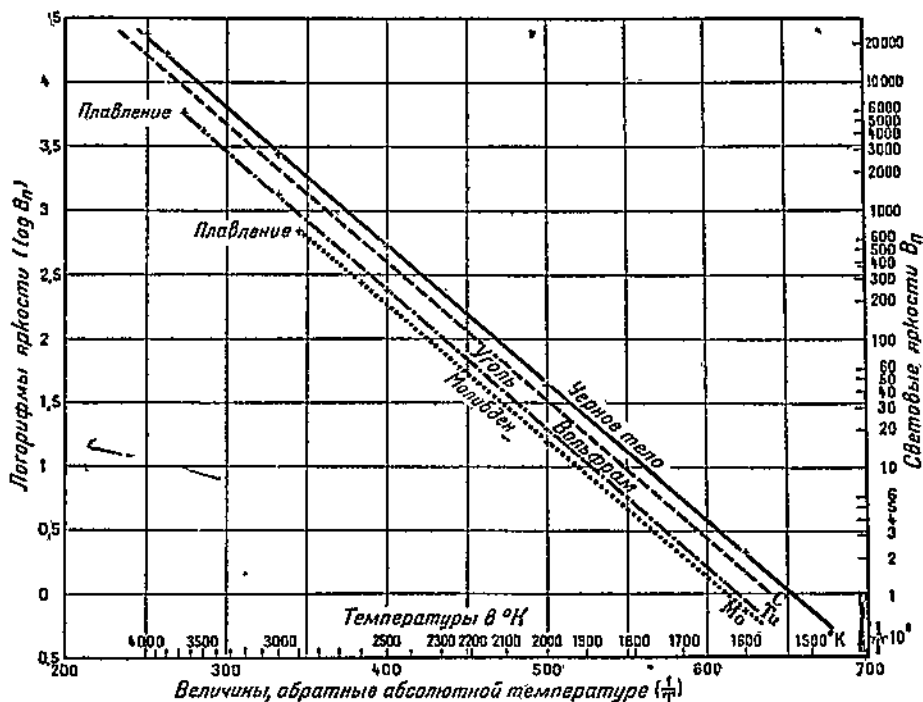


Рис. 40. Световая яркость различных тел в функции температуры.

собраны наиболее вероятные в настоящее время значения нормальной яркости B_n , отношения $\frac{dB_n}{dT}$ и визуальной испускающей способности ε , для различных металлов и для угля при различных температурах.

Суммарная видимая яркость черного тела может быть с достаточной точностью (§ 42) представлена соотношением:

$$\lg B_n^{\text{th}} = 7,092 - 1,0896 \cdot \frac{10^4}{T}.$$

¹⁾ Langmuir, Trans. Faraday Soc., 17, 321, (1922).

²⁾ Forsythe and Worthing, Astroph. J., 61, 180 (1925).

³⁾ Forsythe, Phys. Rev. 19, 436, 1922; Gen. Electr. Rev. 26, 830 (1923).

С другой стороны, суммарная яркость B_{Σ} печерного тела, визуальная испускательная способность которого есть ε_{Σ} , может быть представлена (§ 108) соотношением [J]:

$$\lg B_{\Sigma} = \lg B + \lg \varepsilon_{\Sigma}.$$

В действительности ε_{Σ} можно рассматривать как приблизительно постоянную для тела при различных температурах. Отсюда следует, что можно также с достаточным приближением представить суммарную яркость тела соотношением вида:

$$\lg B_{\Sigma} = A - 1,0896 \cdot \frac{10^4}{T}.$$

На рис. 40 изображены прямые $\lg B_{\Sigma} = f\left(\frac{1}{T}\right)$ для различных металлов и для черного тела. Из предшествующего соотношения следует, между прочим, что величина $\frac{dB_{\Sigma}}{B_{\Sigma}} : \frac{dT}{T}$ практически имеет одно и то же значение для всех тел при одинаковых температурах, равно как и для черного тела. Ее значение близко к $\frac{2,5}{T}$.

Указанное правило можно проверить для вольфрама и молибдена, пользуясь табл. 67 и 68.

109. Световая эффективность (отдачи) тела. Имея нить в вакууме, доведенную до определенной температуры при помощи электрического тока, можно измерить, с одной стороны, световой поток (в люменах), испускаемый нитью, а с другой, — электрическую мощность (в ваттах), вводимую в нить. Отношение этих двух величин дает световую отдачу (эффективность) металла при рассматриваемой температуре.

Вычисление световой отдачи. Для данного металла, нагретого до температуры T , можно вычислить световую отдачу, исходя из величин, которые мы изучили выше.

Значение излучаемой энергии в ваттах на квадратный сантиметр определяется измерением энергетической светимости $\mathcal{R}$ (§ 100) светового потока получим, измерив нормальную яркость B (§ 108bis). Если металл подчиняется закону Ламберта, то отдача равна $\frac{B_{\Sigma}}{\mathcal{R}}$.

В случае вольфрама и молибдена значения, полученные таким образом, должны быть умножены соответственно на 1,05 и 1,06 для того, чтобы учесть отступления от закона Ламберта, которые представляют эти металлы (74).

110. Непосредственные измерения световой отдачи. Предпочтительно измерить непосредственно световую отдачу при рассматриваемой температуре. Для этой цели измеряют непосредственно с помощью фотометра интенсивность в свечах ¹⁾, испускаемую металлической нитью,

¹⁾ Путем сравнения с эталонной лампой, интенсивность которой известна. Мы не останавливаемся на трудностях, которые могут возникнуть при сравнении световых интенсивностей двух источников, цвета которых не совпадают (§ 15).

помещенной внутри тщательно эвакуированного баллона. Измерение тока в нити и разности потенциалов на концах нити дает мощность, вводимую в нить. В действительности необходимо учитывать потери энергии через подводящие провода¹⁾ и считаться с тем, что не вся нить имеет одну и ту же температуру (охлаждающее действие поддержек, § 100);

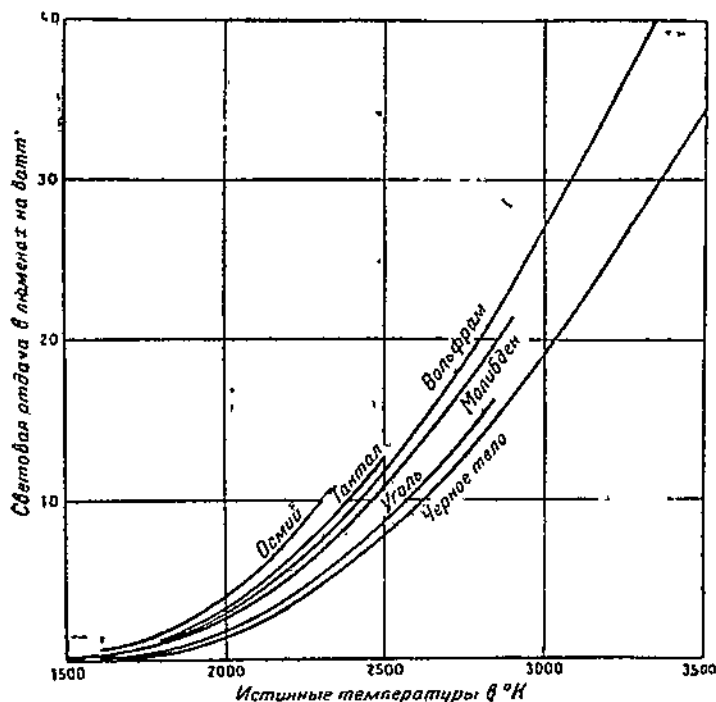


Рис. 41. Систовая отдача различных металлов, угля и черного тела.

точно так же необходимо учитывать абсорбцию в стекле баллона (принимая во внимание и отражение от стекла). Температура нити может быть получена измерением при помощи пирометра яркостной температуры или, для тонких нитей, измерением цветной температуры (метод идентификации цвета, § 85). В этом случае цветная температура должна быть направлена на легкое селективное поглощение стеклом баллона²⁾

III. Результаты. Легко сообразить, что для одного и того же металла световая отдача должна расти при увеличении температуры. Это связано с тем обстоятельством, что максимум спектральной кривой энергии смещается к видимому спектру при возрастании температуры.

¹⁾ Trans III. Eng Soc. 6, 238(1911).

²⁾ Поправки, касающиеся световой отдачи, могут превосходить 10%. Поправки на значение цветной температуры достигают приблизительно $\pm 6^{\circ}$ вблизи 2000°K . Относительно поправок на яркостную температуру см. § 199.

Известно, какое огромное практическое значение в деле электрического освещения лампами накаливания имеет эта особенность: световая отдача тем лучше, чем до более высокой температуры доведен металл; граница нагревания определяется скоростью испарения металла (распыления нити).

Может также представлять интерес сравнение значений световой отдачи для разных металлов. На рис. 41 мы собрали значения световой отдачи различных металлов и угля в функции температуры в пределах, практически применимых для каждого тела.

Мы вернемся еще к этому вопросу в короткой главе в конце книги (гл. XXII), которую мы посвятим пирометрии ламп накаливания.

Обращает на себя внимание тот факт, что кривые световой отдачи, относящиеся к различным телам, лежат выше кривой черного тела. Этот факт не должен вызывать изумления, если вспомнить, что максимум кривых испускания металлов смещен к коротким длинам волн по отношению к черному телу той же температуры. Более точное значение световой отдачи какого-нибудь тела получим, умножив отдачу черного тела на отношение между визуальной испускательной способностью и суммарной испускательной способностью этого тела; это отношение всегда больше единицы.

Глава X.

Оптический монохроматический пирометр как инструмент для экстраполяции к высоким температурам. Редуцирующие системы.

В начале этой книги в коротком обзоре, посвященном общей проблеме экстраполяции к высоким температурам (§ 6), мы пришли к заключению, что наиболее точным методом является метод, основанный на измерении спектральных яркостей черного тела при двух сравниваемых температурах.

Прежде чем предпринять изучение оптического пирометра как инструмента для измерения яркостей, нам кажется полезным остановиться несколько на различии, существующем между фотометром (или спектрофотометром) и пирометром (или спектрпирометром).

112. Общие замечания о применении фотометров и пирометров при измерении яркостей. Обычное расположение, применяемое в пирометре, имеет назначением дать прямое сравнение яркостей двух сравниваемых источников; с этой целью глаз, в конечном счете визирует одновременно изображение двух источников¹⁾ Схема такого расположения показана на рис. 42.

При помощи линз L_1 и L_2 образуют изображения двух источников S_1 и S_2 на линии раздела кубика Льюмера P . Диафрагма D_1 , помещенная за P , ограничивает конусы лучей, исходящих из двух источников.

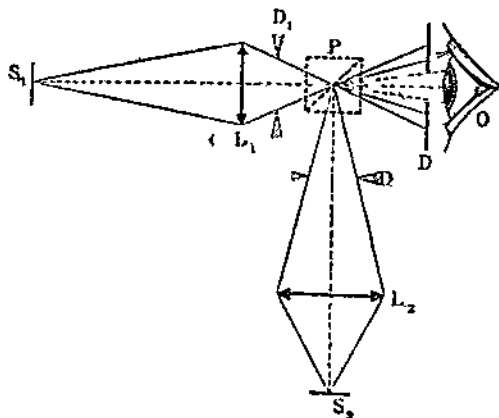


Рис. 42. Схема метода уравнивания яркостей двух источников при помощи пирометра.

S_1 и S_2 — источники; P — кубик Льюмера, на который проектируется изображение обоих источников; D_1 — диафрагма, ограничивающая конусы лучей, исходящих из обоих источников; O — глаз.

¹⁾ Пирометр Ваннера (§ 179) представляет исключение из этого правила; впрочем, его можно рассматривать скорее как фотометр.

Если глаз, помещенный позади D и воспринимающий все лучи, прошедшие через D , визирует изображения источников, образованных в P , то фотометрическое уравнивание эквивалентно уравниванию яркостей¹⁾. Если диафрагма D ограничивает одинаковым образом конусы лучей, исходящих из обоих источников, то, как легко видеть, наблюдения не будут зависеть от расстояний источников до линз и кубика.

Вместо того, чтобы диафрагмировать посредством одной диафрагмы D можно ограничить конусы обоих пучков, падающих на P , посредством

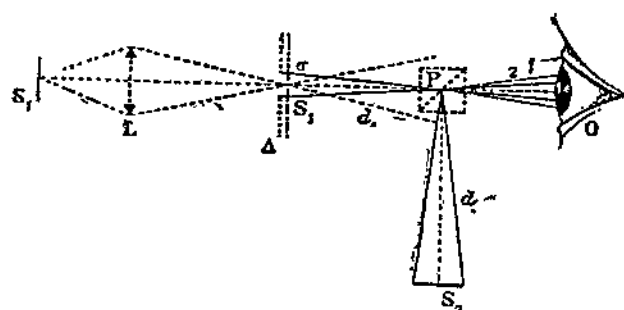


Рис. 43. Схема фотометрической установки, способной служить для уравнивания яркостей двух источников.

двух диафрагм D_1 и D_2 , так что два пучка, исходящие из P проникают затем полностью в глаз. Если диафрагмы D_1 и D_2 закреплены неподвижно, то установка, один раз произведенная, будет сохраняться, каковы бы ни были расстояния источников S_1 и S_2 до линз и до кубика²⁾.

В фотометре глаз визирует не изображения источников, но изображения двух соприкасающихся полей, освещенных каждое одним из двух источников. Рис. 43 дает схему такого фотометра³⁾.

Источники S_1 и S_2 освещают соответственно два поля кубика Льюнера; пучки, исходящие из обоих источников и проходящие через какую-нибудь точку P , должны полностью проникнуть в глаз. Если при этих условиях осуществляется равенство освещенности полей, то, как известно, интенсивности источников пропорциональны квадратам их расстояний до P .

Нетрудно видеть, что фотометр легко может быть применен и для измерения яркостей. Пусть дан источник S_1' ; при помощи линзы L образуем его изображение на диафрагме Δ , поверхность отверстия которой равна σ . Наблюдаемая картина будет такая же самая, как если бы в S_1 помещался источник, интенсивность которого равнялась произведению σ на некоторую яркость⁴⁾.

1) Рисунок, очевидно, схематичен. Глаз может наблюдать P при посредстве какого-нибудь подходящего оптического расположения (лупа, микроскопа). Сверх того, чтобы избежать учета различных абсорбций на пути пучков, падающих из источников, S_2 служит исключительно в качестве постоянного стандартного источника; а S_1 замещается другим источником, который сравнивается с S_1 .

S_2 и P могут быть заменены накаливающимся волоском, помещенным на место P (пирометр с накаливающейся нитью). В спектропирометрах, с которыми мы познакомились раньше, роль диафрагмы D играет щель спектроскопа.

2) Можно производить уравнивание полей кубика заменением отверстия одной из диафрагм (принцип пирометра де-Шательо, исторически первого).

3) Собственно фотометром на рис. 43 служит часть, из которой ход лучей изображен симметричными линиями, т. е. $S_1 S_2 P O$.

4) Уравнивание полей можно осуществить, меняя расстояние d_2 источника S_2 .

В этом случае, источник S_2 опять-таки является постоянным эталоном; если, оставляя неизменным σ , мы заменим S_1' каким-либо другим источником S_1'' и убедимся, что равенство полей P не нарушилось, то, следовательно, источники S_1' и S_1'' имеют одинаковую яркость. Следует заметить, что положение линзы L может меняться, лишь бы постоянная диафрагма σ была целиком покрыта изображением S_1' ¹⁾.

113. Общий принцип экстраполяции к высоким температурам посредством оптического монохроматического пирометра. Напомним коротко принцип экстраполяции к высоким температурам. Пусть имеем черное тело при температуре плавления золота ($T_0 = 1336^\circ \text{K}$) и при неизвестной температуре T . Измерим для вполне определенной длины волны λ отношение спектральных яркостей $b_{\lambda T_0}^0$ и $b_{\lambda T}^0$ наших черных тел при температурах T_0 и T . Согласно закону Вина, найдем:

$$\lg \frac{b_{\lambda T}^0}{b_{\lambda T_0}^0} = \frac{C_2}{\lambda} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right),$$

соотношение, которое позволяет вычислить неизвестную температуру T .

Оптический монохроматический пирометр позволяет весьма точно выполнить эту экстраполяцию. В дальнейшем, мы имеем в виду пирометр с исчезающей нитью накала, наиболее удобный и наиболее точный.

Сущность устройства этого прибора следующая. Изображение источника при помощи объектива получают в том месте, где помещается нить сравнения, накаливаемая электрическим током, который можно регулировать, воспроизводить и измерять с большой точностью. При помощи окулярной системы наблюдают раскаленную нить и изображение источника. Стекланный фильтр, который мы предположим сперва строго монохроматическим (λ), помещается между окуляром и нитью.

На практике поступают следующим образом. Доводят черное тело до известной температуры [температуры плавления золота, T_0 ²⁾], наводят пирометр на это тело и регулируют ток i_0 , накаливающий нить сравнения так, что нить кажется исчезающей на светящемся фоне источника. Затем между черным телом и лампой пирометра помещают какое-нибудь редуцирующее (ослабляющее) приспособление, коэффициент пропускания которого τ очень хорошо известен. Изменяют температуру черного тела, пока вновь нить не исчезнет, причем, конечно, сила тока в нити i_0 остается неизменной ³⁾. При этих условиях отношение яркостей черного тела при температуре T_0 и

¹⁾ При употреблении спектрофотометра для измерения спектральных яркостей изображение источника S_1' проецируют на щель спектрофотометра, которая играет роль диафрагмы σ . По поводу этих измерений со спектрофотометром см.: Hoffmann und Meissner, Ann. der Phys., 60, 201, (1919); Hoffmann, Zts. f. Phys., 27, 294, (1924) (отношение спектральных яркостей черного тела при температуре плавления платины, палладия и золота); Fleury, Ann. de Phys., 5, 318 (1926).

²⁾ Мы вернемся (§ 167) еще к вопросу о том, каким образом осуществляется черное тело при температуре плавления золота, вопросу, имеющему фундаментальное значение для всей проблемы оптической пирометрии.

³⁾ Пирометр играет роль исключительно нулевого инструмента.

неизвестной температуре T должно равняться τ . Следовательно, можно написать:

$$\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} = \frac{\lambda}{C_2} \log \tau. \quad [L]$$

114. Значение плотности абсорбирующей системы, необходимое для того, чтобы перейти от одной температуры к другой, более высокой. На практике часто необходимо знать порядок величины, которой должна обладать пропускаемость τ редуцирующей системы для того, чтобы перейти от температуры T_0 к более высокой температуре T . Вместо того, чтобы рассматривать коэффициент пропускаемости τ , гораздо более удобно ввести понятие плотности.

Плотность δ абсорбирующей системы связана с ее пропускаемостью τ соотношением: $\delta = \log_{10} \tau$ (§ 23). Отсюда, вводя δ в соотношение [L], получим:

$$\delta = \log_{10} \tau = \frac{C_2 \lg e}{\lambda} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right).$$

Следует отметить, что плотности складываются и вычитаются (тогда как пропускаемости умножаются и делятся): если δ_1 есть плотность, необходимая для перехода от T_0 к T_1 , а δ_2 позволяет перейти от T_1 к T_2 , то плотность, необходимую для перехода от T_0 к T_2 , получим, образовав разность ($\delta_2 - \delta_1$).

Мы приводим в табл. 28 приблизительные значения плотностей, необходимых для достижения температур по шкале Цельсия, указанных в первой колонке, соответственно для красных (0,65 μ), зеленых (0,55 μ) и фиолетовых (0,47 μ) лучей. Если хотят, например, перейти от 1600° C к 2800° C, то необходимо для красных лучей взять редуцирующее приспособление, плотность которого равна (6,7—4,7), т. е. 2, и пропускаемость которого равна, следовательно, 0,01.

Эта таблица, в частности, позволяет быстро вычислить плотность абсорбирующей пластинки, которую можно присоединить к пирометру для того, чтобы продолжить его градуировку за пределы области, даваемой непосредственно эталонной лампой. Мы увидим, что эталонная лампа фотометра не должна быть доводима до яркостной температуры, превышающей 1600° C, ибо в противном случае возникает опасность ее быстрого изменения (§ 196). Поэтому, градуировка пирометра без нейтрального стекла ведется от 700 до 1600° C. Присоединив к пирометру пластинку нейтрального стекла с плотностью 2, мы сможем применить полученную шкалу для области от 960 до 2800° C. С пластинкой плотности 3 градуировка относится к области от 1100 до 4200° C. Само собой разумеется, что абсорбирующее стекло должно ставиться на пути лучей, идущих от источника.

115. Общее обсуждение ошибок при экстраполяции от T_0 к T . Мы займемся теперь изучением ошибки ΔT (в температуре T), которая может проявиться вследствие неточности в каждом из измеряемых факторов (T_0 , λ , C_2 и τ). Мы уже обсуждали раньше (§ 39) влияние ошибки, возникающей при фотометрическом уравнивании яркостей

Таблица 28. Плотности редуцирующих систем, необходимые для перехода от одной температуры к другой ($C_2=14820$).

Для перехода от одной температуры к другой надо вычесть соответствующие плотности: для экстраполяции от 1063°C (золото) к 2800°C необходима плотность $0,7-2,7=4$ для красных лучей, т. е. пропускательность, равная 0,0001.

Температура в градусах C	Необходимые плотности			Температура в градусах C	Необходимые плотности		
	0,65 μ	0,55 μ	0,47 μ		0,65 μ	0,55 μ	0,47 μ
700	0	0	0	2400	6,8	7,4	8,7
800	0,9	1,1	1,2	2600	6,5	7,7	9,0
900	1,7	2,0	2,3	2800	6,7	7,9	9,3
1000	2,2	2,6	3,0	3000	6,9	8,2	9,6
1063 (Au)	2,7	3,2	3,7	3200	7,1	8,4	9,8
1200	3,3	3,9	4,6	3400	7,3	8,6	10,0
1400	4,1	4,8	5,7	3600	7,4	8,8	10,2
1555 (Pd)	4,6	5,3	6,3	3800	7,5	8,9	10,4
1600	4,7	5,5	6,5	4000	7,6	9,0	10,5
1800	5,2	6,1	7,2	5000	8,1	9,6	11,2
2000	5,6	6,6	7,7	6000	8,3	9,8	11,5
2200	6,0	7,1	8,3				

нити и изображения черного тела; мы еще вернемся к этому вопросу в связи с изучением надежности определений, по методу пирометра с исчезающей нитью.

Влияние ошибки, допускаемой при определении T_0 . Дифференцируя уравнение [L], причем переменным считаются только T и T_0 , найдем непосредственно:

$$\Delta T = \Delta T_0 \frac{T^2}{T_0^2}.$$

Иначе говоря, абсолютная ошибка в T_0 умножается на квадрат отношения $\frac{T}{T_0}$: ошибка в 1° при определении температуры плавления золота влечет за собой ошибку в 4° вблизи $T=2700^\circ\text{K}$.

Влияние ошибки при определении λ . Из уравнения [L] находим без труда (предполагая лишь λ и T переменными):

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{\Delta \lambda}{\lambda} \cdot \frac{T - T_0}{T_0}.$$

Относительная ошибка в T равна относительной ошибке в λ , умноженной на отношение $\frac{T - T_0}{T_0}$. Предполагая вновь $T=2700^\circ\text{K}$ найдем $\frac{\Delta T}{T} = \frac{\Delta \lambda}{\lambda}$; для красных лучей ($\lambda=0,660\mu$ приблизительно), которые нас, главным образом, интересуют, ошибка в 1 μ будет соответствовать ошибке в T , равной 4°. При экстраполяции к 2000°K имела бы при прочих равных условиях $\Delta T=1,5$. Эти расчеты показывают значение, которое имеет точное знание эффективной длины волны «монохроматических» стекол, применяемых в пирометрии.

Влияние неопределенности в значении C_2 . Относительная ошибка в C_2 скажется в относительной ошибке для T_1 , выражение которой идентично с выражением, полученным для λ :

$$\frac{\Delta T}{T} = -\frac{\Delta C_2}{C_2} \frac{T - T_0}{T_0}.$$

При экстраполяции к 2700°K при замене $C_2 = 14\,800$ на $C_2 = 14\,320$ имеем: $\Delta T = -3^\circ,5$ (приблизительно). Для экстраполяции к 2000°K найдем: $\Delta T = -1^\circ,5$.

Влияние неточности в значении коэффициента пропускания τ редуцирующей системы. Дифференцируя равенство $[L]$, где T и τ рассматриваются как переменные, получим без труда:

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{\lambda}{C_2} \frac{\Delta \tau}{\tau} \quad \text{или} \quad \frac{\Delta T}{T} = \frac{\lambda T}{C_2} \cdot \frac{\Delta \tau}{\tau}.$$

Для $\lambda = 0,660 \mu$ имеем соответственно: для $T = 1600^\circ \text{K}$ ($\tau = \frac{1}{10}$), $T = 1900^\circ \text{K}$ ($\tau = \frac{1}{100}$) и $T = 2500^\circ \text{K}$ ($\tau = \frac{1}{1000}$); относительные ошибки в T равны $\frac{\Delta \tau}{\tau}$, умноженному соответственно на числа 0,07, 0,09 и 0,11.

Мы можем, следовательно, принять, что для редуцирующих коэффициентов, лежащих между $\frac{1}{10}$ и $\frac{1}{1000}$, относительная ошибка в T приблизительно в 10 раз меньше, чем ошибка, относящаяся к τ . Если желают, чтобы температура T была известна с точностью до $\frac{1}{1000}$, то достаточно измерить коэффициент пропускания τ с относительной ошибкой около $\frac{1}{1000}$.

Мы увидим, что на практике не пользуются коэффициентами пропускания τ , меньшими $\frac{1}{1000}$; поэтому экстраполяцию к очень высоким температурам приходится производить в два этапа: первая редукция в 100 раз приводит к температуре вблизи точки плавления палладия (около 1830°K); второй этап позволяет от точки плавления палладия перейти к более высоким температурам.

Чтобы конкретизировать ошибки, возникающие при этих двух экстраполяциях вследствие неточности различных факторов, рассмотренных выше, мы собрали (табл. 28 bis) значения этих ошибок для трех коэффициентов пропускания $\frac{1}{10}$, $\frac{1}{100}$ и $\frac{1}{1000}$. Мы прибавили в этой таблице еще ошибки, которые могут происходить от возможного непостоянства силы тока в нити лампы сравнения.

II6. Системы редукции, годные при измерении отношения двух спектральных яркостей. Экстраполяция от температуры T_0 к температуре T требует осуществления редуцирующей системы, способной уменьшить спектральную яркость черного тела при температуре T до яркости черного тела температуры T_0 . Если обозначить через R отношение двух вышеупомянутых яркостей, то редуцирующая система должна обладать коэффициентом пропускания τ , определенным соотношением:

$$R = \frac{1}{\tau} = \frac{b_{\lambda T}^0}{b_{\lambda T_0}^0}.$$

Таблица 28 bis. Значения ошибок, возникающих при экстраполяции к температуре T , если исходить соответственно из точек плавления золота и палладия (T_0). $C_2=14320$, $\lambda=0,665 \mu$ ¹⁾.

Экстраполяции, выполненные с коэффициентами редукции 1/10, 1/100, 1/1000.

Причины ошибки	Экстраполяция от золота $T_0=1336^\circ\text{K}$			Экстраполяция от палладия $T_0=1800^\circ\text{K}$		
	$\tau=1/10$	$\tau=1/100$	$\tau=1/1000$	$\tau=1/10$	$\tau=1/100$	$\tau=1/1000$
	$T=1600^\circ\text{K}$	$T=1900^\circ\text{K}$	$T=2500^\circ\text{K}$	$T=2300^\circ\text{K}$	$T=3000^\circ\text{K}$	$T=4000^\circ\text{K}$
Ошибки на начальную температуру $\Delta T_0 = +1$	+1 ^o ,5	+2 ^o	+3 ^o ,5	+1 ^o ,5	+2 ^o ,8	+6 ^o
Увеличение длины волны λ , равное $\Delta\lambda = +1\text{m}\mu$	+0 ^o ,5	+1 ^o ,2	+3 ^o ,5	+1 ^o ,2	+3 ^o	+9 ^o ,5
Переход от $C_2=14300$ к $C_2=14320$	-0 ^o ,8	-2 ^o	-5 ^o	-1 ^o ,5	-4 ^o	-13 ^o
Ошибки на $1/100$ в значении τ	1 ^o ,8	2 ^o	3 ^o	3 ^o	4 ^o ,5	9 ^o
Увеличение на $1/1000$ интенсивности тока в нити и лакирования ($d=0,06\text{ мм}$)	+1 ^o ,5	+2 ^o	+3 ^o ,5	+1 ^o ,5	+2 ^o ,5	+5 ^o

Мы опишем вкратце различные редуцирующие системы, годные для такой экстраполяции, указывая способ измерения их коэффициента пропускания τ , отмечая достоинства и недостатки каждой из этих систем.

Вообще говоря, мы должны отдать предпочтение не селективным или нейтральным редуцирующим системам, т. е. таким, которые поглощают в одинаковой степени все длины волн видимого спектра; преимущество представляют также системы, осуществление которых наиболее просто и которые в то же время допускают хорошие определения коэффициента пропускания. Мы должны будем также указать те предосторожности, которые следует принимать при употреблении некоторых анизотропных систем (никколи).

Нижеследующие рассуждения приложимы, очевидно, к фотометрическим измерениям вообще; мы разовьем их, в частности, для оптического монохроматического нирометра с исчезающей нитью.

Вопрос о нейтральных стеклах будет рассмотрен ниже (гл. XIV), когда мы займемся монохроматическими стеклами.

117. Вращающийся сектор. Применение вращающегося сектора для визуальных фотометрических наблюдений²⁾ покоится на законе, формулированном Тальботом³⁾ и позже Гельмгольцем: «Если какая-нибудь точка сетчатой оболочки глаза получает раздражение от света, который испытывает правильные периодические изменения, и если продолжительность этих изменений достаточно коротка, то получаемое

¹⁾ Относительно ошибки, происходящей при данной температуре от неточности в оценке фотометрического равенства см. табл. 12 (§ 39).

²⁾ Аппарат не годится для фотографических измерений.

³⁾ Talbot, «Phil. Mag.» 5, 34 (1834).

впечатление будет сплошным и идентичным тому, которое было бы произведено, если бы свет, испускаемый за время каждого периода, был равномерно распределен на всю продолжительность периода»¹⁾.

На практике при применении этого закона пользуются круговым сектором (рис. 44), вращающимся около центра O , в котором проделано одно, два, четыре или шесть отверстий, подобных $ABCD$ и распределенных симметрично на окружности диска. Употребление нескольких отверстий позволяет применять меньшие скорости вращения сектора. Если обозначить через α полный угол всех отверстий (α — выражено в радианах), то фактор пропускаемости такого сектора имеет значение

$$\tau = \frac{\alpha}{2\pi}^2).$$

Для применимости вышеизложенного закона необходимо, чтобы период последовательности световых раздражений был достаточно короток, так чтобы не имело места явление мелькания. Необходимое значение этого периода зависит от соотношения между длительностью света и темноты, а также от интенсивности раздражения сетчатки: для освещенности сетчатки того порядка, как это обычно имеет место в фотометрии, число периодов в секунду должно превосходить 30, если длительности света и темноты равны между собой ($\tau = \frac{1}{2}$); оно должно быть 60—80, если сектор состоит из двух отверстий, с углом около 1° каждое ($\tau = \frac{1}{180}$)²⁾.

При выполнении указанных условий закон Тальбота, как показал опыт, оправдывается со всей точностью фотометрических измерений³⁾, т. е. с ошибкой, не превосходящей $\frac{1}{200}$.

118. Практическое осуществление. Для обычных фотометрических измерений применяют вращающиеся секторы, состоящие из двух дисков, которые можно поворачивать один относительно другого; изменяющийся при этом угол отверстия сектора измеряется затем посредством градусной шкалы с верньером, нанесенной на окружности диска.

Для цели, которую мы себе ставим, такой способ осуществления сектора дал бы недостаточную точность. Необходимо применять сектор с постоянным углом, измерение отверстия которого производится со всей возможной тщательностью при помощи приема, который мы укажем позже.

¹⁾ Helmholtz, Physiologische Optik (франц. 2-е издание, стр. 83).

²⁾ Если сектор имеет n отверстий с углом ω каждое (рис. 44), то фактор пропускаемости есть $\tau = \frac{n \cdot \omega}{2\pi}$. Само собой разумеется, что при этом необходимо, чтобы световой пучок S , проходя через вырез сектора, не задевал краев AB и CD отверстий диска.

³⁾ Это соответствует для указанного сектора скорости вращения от 1800 до 2400 оборотов в минуту. Сектор с одним отверстием в 2° потребовал бы скорости вращения 3500 оборотов в минуту, что гораздо труднее осуществить.

⁴⁾ Hyde, Bur. Stand. Bull. 2, 1 (1906). Здесь имеется габитография прежних измерений.

Мы даем некоторые детали устройства такого сектора ¹⁾, представляющие особый интерес, когда дело идет о получении сектора со слабой пропускательной способностью ($1/10$ до $1/300$).

Применяют круглый латунный диск ($d=25$ см приблизительно), на котором сперва наносят круги AB и BC и линии xOx и yOy , соответствующие, примерно, искомому отверстию (рис. 44). Вырезают в диске отверстия $ABCD$ (несколько заходящее за линии xOx и yOy). Затем готовят щечки L из бронзы ²⁾ толщиной от 1 до 2 мм, резанные на клин, просверливают в них три отверстия, через которые должны проходить закрепительные винты V .

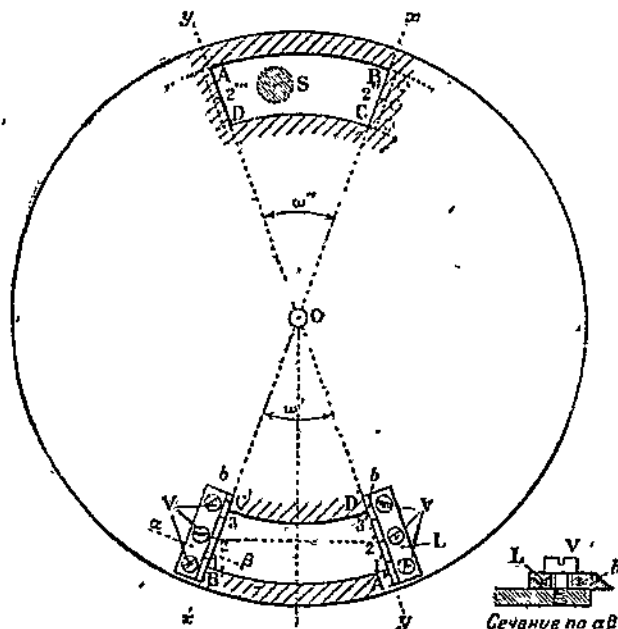


Рис. 44. Схема вращающегося сектора, предназначенного для редуцирования светового потока в известном отношении.

Отверстия делают несколько шире винтов, так что щечки обладают некоторой свободой передвижения, допускающей юстировку. Клинообразные края щечек тщательно сводятся на-нет, как это обычно делается для щелей спектроскопов ³⁾. Их прикладывают затем вдоль линии xOx , отмечают на диске положение отверстий для винтов V , которые затем и просверливают и нарезают. Для того чтобы убедиться

¹⁾ Эти детали заимствованы частично из статьи Cady, «Trans. Ill. Eng.», 16, 198 (1921). Мы прибавили несколько указаний, основанных на личном опыте.

²⁾ Края отверстия не должны быть тщательно сделаны, ибо они прикрыты щечками. Бронзовыми щечки делаются потому, что их легче впоследствии чернить.

³⁾ Хорошо, например, последнюю полировку щечек выполнять на хорошем зеркальном стекле.

щечки на желаемом расстоянии, лучше всего сделать шаблон в виде трапеции, верхнее и нижнее основание которого (AB и CD) нетрудно рассчитать, зная диаметры AA' и DD' и угол ω изготовляемого отверстия. Одну из пластин укрепляют вдоль xOx , прикладывают к ней шаблон и прижимают к нему вторую пластинку, которую и закрепляют потом с помощью винтов.

Для последующего измерения угла ω удобно начертить на откосах щечек некоторое количество кругов $11'$, $22'$, $33'$ (трех кругов обычно достаточно), центром которых служит O . Эти дуги легко могут быть проведены, если посадить сектор на ось токарного станка.

Указанным способом можно получить сектор, угол которого не отличается от задаваемого более чем на $\frac{1}{1000}$; измерения угла ω , выполненные в различных точках $1, 2, 3$, приводят, как мы сейчас увидим, к значениям, согласующимся между собой с точностью до $\frac{1}{1000}$. Для того чтобы избежать мешающих отражений, необходимо почернить сектор. Если применяют диск и щечки из латуни и бронзы, то чернение можно выполнить химически обычным методом; таким образом можно избежать применения лака, неравномерная толщина которого неминуемо искажает правильность полпрованного края щечки.

Для большинства пирометрических экстраполяций достаточно располагать тремя или четырьмя отверстиями с различными углами (например с пропускной способностью $\frac{1}{5}$, $\frac{1}{10}$, $\frac{1}{50}$, $\frac{1}{120}$). Можно на одном и том же секторе проделать отверстия различного углового размера; те из отверстий, которые при данном измерении не нужны, могут быть прикрываемы.

119. Измерение коэффициента пропускемости τ . Измерение коэффициента пропускемости сектора можно выполнить, измеряя посредством круговой делительной машины каждый из углов отверстия ω ; с очень хорошей делительной машиной ошибка такого измерения не превосходит нескольких секунд дуги (около $5''$)¹⁾.

На практике, однако, лишь немногие лаборатории располагают такими круговыми машинами. Можно, однако, выполнить точное измерение и при помощи обыкновенной делительной машины (компаратора), только измерения окажутся более длительными. В качестве примера приведем числа, которые были измерены нами самими для сектора, содержащего два отверстия, имеющие каждое около $1^{\circ}5$ (диаметр полезной части диска около 25 см, ширина каждого отверстия — около 4 мм).

На делительной машине измеряют расстояние $22'$ (d'), равно как и соответствующий диаметр $22''$ (D) (рис. 44). Если обозначить через ω' угол нижнего выреза сектора, то имеем:

$$\sin \frac{\omega'}{2} = \frac{d'}{D}.$$

Измеряя расстояние $2''2$ (d''), найдем соответствующий угол ω'' из соотношения:

$$\sin \frac{\omega''}{2} = \frac{d''}{D}.$$

¹⁾ Mendenhall, Phys. Rev. 10, 515. (1917) (круговая делительная машина, выполненная Женевской компанией по изготовлению измерительных инструментов).

Так как углы ω' и ω'' мало отличаются друг от друга (d' и d'' очень близки между собой), то средний угол $\omega = \frac{\omega' + \omega''}{2}$ может быть вычислен при помощи формулы:

$$\sin \frac{\omega}{2} = \frac{d' + d''}{2D}.$$

Коэффициент пропускемости дается выражением:

$$\tau = \frac{\omega}{\pi} {}^1).$$

В нижеследующей таблице мы приводим значения различных величин, входящих в расчет (в делениях нашей машины)²⁾ и вычисленные значения τ .

Номера отсчетов	Расстояние d'	Расстояние d''	Диаметр D	Значения τ
1	1639,5	1636,5	112 630	0,009259
2	1552,0	1550,0	106 820	0,009246
3	1462,5	1459,0	100 680	0,009237

Среднее — $\tau = 0,009247$

Петрудное вычисление ошибки показывает, что среднее, полученное для τ , обладает ошибкой порядка $\frac{1}{1000}$; хорошее совпадение значений τ , даваемых в последней колонке, позволяет заключить, что края отверстий прямолинейны и расположены вдоль радиусов.

Измерение τ можно выполнить также и фотометрически³⁾. По обе стороны контрастного фотометра помещают две очень постоянные лампы, имеющие одну и ту же цветовую температуру; одну лампу оставляют неподвижной, а другую делают передвигающейся. Между фотометром и этой последней лампой помещают вращающийся сектор. Определение двух положений подвижной лампы, с сектором и без него, при котором фотометр обнаруживает равенство освещенностей поля зрения, дает значения τ . Этот прямой метод достаточно точен только для слабых редукций. Для измерений τ для секторов с малыми углами (большое τ) необходимо распорать набором секторов с убывающими углами и оперировать по каскадному способу, переходя от одного к другому (см. работу Кэди). Этот метод измерений дает точность несколько меньшую, чем измерения с делительной машиной. Поэтому для очень точных измерений следует предпочесть этот последний.

120. Преимущества и неудобства. Пределы применимости. Вращающийся сектор — наилучший инструмент для уменьшения светового потока в заданном отношении. Действительно, это абсолют-

¹⁾ Если располагают таблицей логарифмов с углами, выраженными в градусах, то таблица дает непосредственно $\frac{\omega}{2}$ в градусах; достаточно разделить на 100, чтобы получить τ .

²⁾ Ход винта машины на всем протяжении, которым приходилось пользоваться, был тщательно проверен. Каждое расстояние, вошедшее в таблицу, есть среднее, по крайней мере, десяти измерений. Ошибки этого среднего около 4 μ .

³⁾ Cady, Trans. Ill. Eng. Soc. 16, 138 (1921).

ный¹⁾ не селективный²⁾ инструмент, имеющий к тому же еще то преимущество, что он не изменяет характера падающего света, как это имеет место при поляризационных аппаратах. Его можно применять и при очень больших равномерно освещенных полях; наконец, его нетрудно осуществить и стоимость его не высока³⁾.

Некоторым его недостатком, не очень серьезным, является то обстоятельство, что он обладает определенным фиксированным коэффициентом пропускания⁴⁾.

Для того чтобы угол раскрытия сектора мог быть измерен с достаточной точностью, надо пользоваться углами, не меньшими 1° . Действительно, принимая точность измерения такого угла равной $5''$ (§ 119), мы получим ошибку около $1/700$. Мы видели выше, что при малых углах необходимо применять два симметричные отверстия, для того чтобы избежать слишком больших скоростей вращения диска. При этих условиях общий минимальный угол раскрытия будет около 2° , т. е. фактор пропускания не может быть уменьшен ниже $1/200$.

121. Редуцирование при помощи диафрагм. При некоторых фотометрических измерениях с целью уменьшить поток, проходящий на изображение источника, прибегают к диафрагмированию пучка посредством диафрагмы и переменного диаметра. В случае, который нас интересует, такая диафрагма располагается перед объективом пирометра⁵⁾ и ее диаметр может изменяться от нескольких сантиметров до нескольких миллиметров. Если хотят избежать явлений дифракции и, кроме того, измерить этот диаметр с достаточной точностью, не следует, так же как и в случае сектора, спускаться ниже диаметров в 2—3 мм. Таким образом, коэффициент редуцирования, который может быть осуществлен этим способом, будет иметь значение порядка $1/30$.

Мы изучим ниже (§ 185) влияние угла раскрытия пучка, падающего на нить, и увидим, что даже при хороших исчезновениях отношение между яркостью нити и яркостью сплошного фона источника не остается постоянным при изменении угла раскрытия. Эта особенность заставляет совершенно отказаться от применения щели, расположенной параллельно нити.

Резюмируя, можно сказать, что диафрагма в виде щели, которая представляет известную аналогию с редуцированием при помощи

1) Если такой сектор поместить на пути пучка, то он вводит лишь уменьшение светового потока, т. е. редуцицию, указанную выше, которую нетрудно вычислить. Наоборот, совокупность двух пикелей, кроме абсорбции, даваемой законом Малюса ($\cos^2 \alpha$) вводит еще дополнительную абсорбцию, обусловленную отражением и поглощением на поверхностях и в плоскости склейки.

2) Система пикелей вследствие слегка желтоватой окраски склеивающего вещества (канадский бальзам) обладает некоторой избирательностью поглощения, которая может оказаться неудобной при известных измерениях.

3) Поляризационные аппараты с нормальным поном несколько большего диаметра, чем обычно, оказываются гораздо более дорогими.

4) Удаться построить вращающиеся секторы, угол раскрытия которых можно изменять во время вращения. Такие секторы не являются необходимыми в пирометрии. Мы увидим ниже, каким образом делается интерполяция между температурами, определенными с помощью секторов с постоянным раскрытием.

5) Эта система была применена в пирометре де-Шателле, первом по времени осуществлении.

вращающегося сектора, не представляет никаких преимуществ перед этим последним и не может быть рекомендована для точных измерений.

122. Поляризационные аппараты. Можно уменьшить интенсивность светового пучка, помещая на его пути систему из двух николей ¹⁾. В том специальном случае, который нас интересует, между источником и нитью лампы располагают систему из двух поляризационных призм, предпочтительно с поверхностями, нормальными пучку, могущими вращаться одна относительно другой вокруг оси, совпадающей с направлением пучка. Если α_0 есть угол, отсчитываемый от азимута полного затемнения, на который надо повернуть одну из призм ²⁾ в случае, когда источником служит черное тело при температуре плавления золота (T_0), а α — значение такого же угла, когда источником служит черное тело температуры T , то найдем:

$$R = \frac{1}{\tau} = \frac{b_{\lambda, T}^0}{b_{\lambda, T}} = \frac{\sin^2 \alpha_0}{\sin^2 \alpha}.$$

Чтобы несколько упростить дальнейшие рассуждения, мы предположим, что для точки плавления золота (или вообще, для температуры T_0) ток в лампе сравнения подобран таким образом, что $\alpha_0 = 90^\circ$; в таком случае имеем:

$$\tau = \sin^2 \alpha \quad ^3).$$

Измерение фактора пропускания τ . Достижимая точность. Измерение угла α предполагает два отсчета: отсчет азимута полного затемнения и отсчет азимута уравнивания яркостей. Можно, впрочем, избежать определения азимута затемнения, отмечая положения двух азимуты уравнивания яркостей, расположенных симметрично по отношению к азимуту затемнения, что дает угол 2α .

С хорошими поляризаторами и очень хорошим разделенным кругом (15—20 см диаметром) каждый отсчет на круге может быть выполнен с ошибкой, которую трудно сделать меньшей $1'$. Примем ⁴⁾ $da = 1/2'$ и постараемся отыскать те значения фактора пропускания, которые могут быть осуществлены с достаточной точностью в определении τ .

Для малых значений коэффициента пропускания имеем с достаточной точностью $\tau = \alpha^2$, и относительная ошибка равна двойной ошибке при определении α .

$$\frac{d\tau}{\tau} = 2 \frac{da}{\alpha}.$$

¹⁾ Это принцип, примененный в некоторых спектрофотометрах, например, Кенига и Мартенса, Жюбана и Ивона [Revue d'optique, 1, 499, (1922)].

²⁾ Для того, разумеется, чтобы заставить нить почернеть на светлом фоне изображения источника.

³⁾ В некоторых приборах (спектрофотометр Кенига и Мартенса) коэффициент редукции R пропорционален $\lg^2 \alpha$; остальные выводы останутся в силе.

⁴⁾ Мы отсылаем читателя к классическим трудам [см. например, G. Babinet, Traité de polarimétrie, издание Revue d'optique (1930)] для справок относительно предосторожностей, которые необходимо соблюдать при таких измерениях. В тексте мы оцениваем только ошибки, связанные с отсчетами при измерении угла α .

Если желают, чтобы $d\tau$ не превосходило $1/300$, то $\frac{d\alpha}{\alpha}$ должно быть не больше $1/1000$, т. е. $\alpha = \frac{1}{7}$ радиана и τ равно приблизительно $1/30$. Иными словами, если желают знать τ с точностью до $1/300$, то приращение двух николей не позволяет осуществить коэффициенты пропускания меньше $1/30$ ¹⁾. Как видим, точность и область применения значительно менее хорошая, чем при измерениях с вращающимся сектором. Причина лежит, с одной стороны, в том, что относительная ошибка τ при прочих равных условиях в два раза больше, чем та, которую дает вращающийся сектор²⁾; с другой, — в том, что измерение одного и того же угла α делается с меньшей точностью на разделенном круге полириметра, чем на вырезе вращающегося сектора.

Тем не менее, николи представляют практический интерес, когда желают иметь непрерывное изменение коэффициента пропускания. Если можно удовлетвориться применением коэффициентов пропускания, лежащими не ниже $1/10$ или $1/30$, то неточность в определении τ остается также очень незначительной (около $1/1000$).

Можно также скомбинировать систему николей с вращающимся сектором и получить, таким образом, коэффициенты пропускания порядка $1/1000$, с относительной ошибкой в оценке τ , не превосходящей $1/500$, т. е. 0,2% (§ 124). При этом осуществляется также и возможность непрерывных изменений.

Предосторожности, необходимые при употреблении николей. Если в качестве источника пользуются черным телом (свет которого, как известно, не поляризован), и если на пути сравниваемых пучков они не претерпевают никаких отражений, то измерения по вышеизложенному способу вполне правильны.

Но дело меняется, если источником света служит нить накаливания, ибо свет, ею пропускаемый, может быть, как известно, частично поляризован (§ 75). Если один из пучков претерпевает отражение в призмах с полным внутренним отражением или на посеребренной пластинке, то свет также частично поляризуется. В этих случаях употребление николей может повести к значительным ошибкам. В подобных случаях необходимо, чтобы поляризующий николи, на который падает свет, частично поляризованный, был закреплен неподвижно, а поворачивался бы анализатор.

Вопрос становится гораздо более сложным, если пучок при выходе из николей попадает в спектроскоп с призмой³⁾. В этом случае единственным совершенным решением является, по видимому, применение

¹⁾ При употреблении трех николей, из которых первый и последний остаются неподвижными и параллельными друг другу, а средний вращается между двумя крайними (угол поворота α отсчитывается от азимута полного затемнения), мы имеем для коэффициента пропускания $\tau = \sin^4 \alpha$. (Такая система позволяет иметь коэффициенты пропускания несколько меньшие: от $1/100$ до $1/200$).

²⁾ Для вращающегося сектора имеем: $\frac{d\tau}{\tau} = \frac{d\alpha}{\alpha}$.

³⁾ Призма спектроскопа вызывает эллиптическую поляризацию света, который сквозь нее проходит.

системы трех николей, причем вращается один только центральный николь,

В связи с вышесказанным необходимо сказать несколько слов о том, что происходит, когда свет, падающий на нить сравнения оптического пирометра, поляризован. Вопрос был изучен Форсайтом¹⁾; если поместить широкий николь непосредственно перед нитью и визуировать черное тело, температура которого весьма постоянна, то измеряемая яркость возрастает на 1% , когда плоскость поляризации николя переходит от направления, параллельного нити, к направлению перпендикулярному. Вообще говоря, свет, получаемый нитью сравнения, поляризован только частично, так что ошибка, которая может произойти от различия в ориентации этой нити, останется практически ничтожной²⁾.

123. Поглощающие зеркала. Существовало предложение применять в качестве средств редуцирования яркости источника поглощающие зеркала. Схема расположения дана на рис. 45. Две призмы из черного стекла P_1 и P_2 расположены таким образом, что падающий свет вынужден попытаться два отражения, на поверхности черного стекла раньше, чем он попадет в пирометр.

Такая система сильно селективна. Кроме того, ее недостатком служат и то, что ее коэффициент редуцирования сильно зависит от поляризации падающего на систему света, как показывают следующие цифры (табл. 29), заимствованные из мемуара Вайднера и Бургесса³⁾.

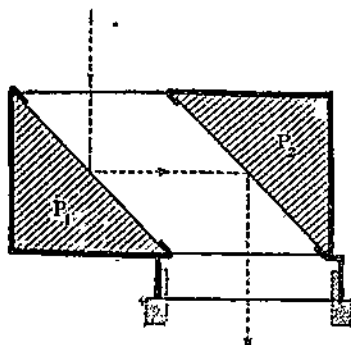


Рис. 45. Поглощающие зеркала, могущие редуцировать яркость изображения источника.

Таблица 29. Значения редуцирующего фактора, даваемые совокупностью двух поглощающих зеркал.

Красные лучи 0,683 μ			Зеленые лучи 0,547 μ		
Падающий свет неполяризован	Падающий свет поляризован параллельно плоскости падения зеркала	Падающий свет поляризован перпендикулярно плоскости падения зеркала	Падающий свет неполяризован	Падающий свет поляризован параллельно плоскости падения зеркала	Падающий свет поляризован перпендикулярно плоскости падения зеркала
200	235	165	226	264	188

Подобная совокупность двух зеркал совершенно не употребляется в новых измерениях. Действительно, она не представляет никаких преимуществ.

¹⁾ Forsythe, Symposium on pyrometry, стр. 319 (1920).

²⁾ Если визуировать цилиндрическую вольфрамовую нить перпендикулярно к ее оси, то ошибка делается заметной только тогда, когда рассматривают край нити: на видимом расстоянии от центра, равняющемся $\frac{1}{10}$ радиуса, доля поляризованного света составляет только 50% (см. табл. 22 § 75).

³⁾ Waldner and Burgess, Bur. Stand. Bull., 3, 173 (1907).

ществ перед пластинкой нейтрального поглощающего стекла, о которой мы скажем позже; в частности, коэффициент пропускания такой системы должен быть определен для каждой длины волны.

124. Наложение двух редуцирующих систем одна на другую. При некоторых измерениях при очень высоких температурах приходится искать редуцирующие системы с крайне малым пропускательным коэффициентом. Мы уже видели, что вращающийся сектор не дает возможности осуществлять надежно измеряемых коэффициентов пропускания, меньших чем $1/200$. Другие редуцирующие системы, как мы видели, даже уступают сектору.

Затруднение можно преодолеть, комбинируя вращающийся сектор с какой-нибудь другой редуцирующей системой, в частности, с совокупностью двух николей, способных дать с хорошей точностью коэффициент пропускания от $1/10$ до $1/20$. Таким образом может быть получена суммарная система, почти не селективная и способная давать коэффициенты пропускания порядка $1/4000$. Сверх того, при такой комбинации можно непрерывно изменять этот коэффициент пропускания и притом в довольно широких пределах.

Принимая во внимание замечания, которые мы сделали относительно поляризационных аппаратов (§ 122), мы должны, для того чтобы избежать возможных ошибок, происходящих от частичной поляризации сравниваемых пучков, применять по возможности сектор с малым коэффициентом пропускания и совокупность николей, коэффициент пропускания которых близок к единице.

Повидимому, ее подобной редуцирующей системой прибор с исчезающей нитью еще не применялся. Но Гоффманн и Меллеснер и позже один Гоффманн ¹⁾ при своих определениях отношений яркости черного тела при точках плавления платины, палладия и золота, выполненных при помощи спектрофотометра, комбинировали ослабление, даваемое вращающимся сектором ($\tau = 1/100$), с поглощающей системой николей, в случае платины для зеленого света николи давали коэффициент пропускания около $1/9$ (полный коэффициент пропускания $1/900$). Мы еще будем иметь случаи вернуться к этим измерениям.

Точно так же ниже мы рассмотрим комбинацию нейтральных стекол и вращающегося сектора (§ 130).

Отметим, наконец, что можно в значительной степени ослабить яркость источника, принимая лучи, идущие от этого источника, на белый диффузный экран (например, MgO). Мы еще вернемся к этому методу в связи с вопросом о температуре солнца.

¹⁾ Hoffmann und Mellesner, Ann. der Phys., 60, 201 (1919) (Pd, Au); Hoffmann, Zts. f. Phys., 27, 285 (1924) (Pd, Au); см. также Floury, Ann. de Phys., 5, 255 (1926).

Глава XI.

Спектропирометры.

Для многих пирометрических измерений и, в частности, при оптической экстраполяции к высоким температурам (§ 115) необходимо точно знать длину волны, употребляемую при измерениях.

Один из приемов, применяемый для этой цели, состоит в следующем: свет, исходящий от каждого из сравниваемых источников, разлагают в спектр и из него выделяют узкую спектральную область, заключенную между двумя хорошо известными длинами волн. Пирометры, в которых применяется этот способ спектрального разложения, называются спектропирометрами ¹⁾.

Мы увидим ниже, что во многих случаях можно удовольствоваться пирометрами, в которых выделение определенной спектральной области получается более простым приемом, а именно при помощи окрашенного стекла, достаточно монохроматического.

125. Первый тип спектропирометрической установки. При описании этого первого типа мы предположим, что дело идет об осуществлении спектропирометра с исчезающей нитью; читатель без труда сможет применить эту схему к аналогичному спектропирометру с двумя полями ²⁾.

При помощи линзы L_1 (рис. 46) образуют изображение S' источника S на нити сравнения f . Вторая линза L_2 проецирует изображение S' и f на щель F спектроскопа, представленного на рисунке призмой P и двумя объективами L и L' ; в фокальной плоскости объектива L' помещают окулярную щель F'' , которая служит исключительно для того, чтобы ограничить ширину наблюдаемого поля. Нить f ориентируется перпендикулярно к щели F , так что в плоскости наводки окуляра O мы увидим вертикальное спектрально окрашенное поле, перерезанное поперек спектральным изображением нити f .

Если желают применить аппарат для сравнения спектральных яркостей двух источников, то следует поступать таким образом: поворачивают призму P , пока на F'' не упадет желаемая длина волны; помещают на место S первый источник S_1 и регулируют ток накала нити таким образом, чтобы получить исчезновение нити в плоскости наводки оку-

¹⁾ Читатель может обратиться к § 112 для установления различия между спектропирометром и спектрофотометром.

²⁾ Достаточно заменить нить накала линией раздела двух полей кубика Дюмпера; изображение обоих сравниваемых источников приходится на каждое из полей кубика.

лара. Затем, оставляя неизменным ток в нити, заменяют источник S_1 вторым источником S_2 . При помощи какого-нибудь редуцирующего приспособления (например, вращающегося сектора), помещенного между S и f , устраивают так, чтобы нить снова исчезла на фоне изображения второго источника. Значение коэффициента пропускания редуцирующей системы дает отношение спектральных яркостей двух источников S_1 и S_2 для длины волны, проходящей сквозь щель окуляра.

Кульбаум и Шульце ¹⁾ при своих исследованиях излучения штифта Нериста, повидимому, были первыми, применившими это расположение. Менденголл ²⁾ принял его также при своих измерениях постоянной излучения C_2 (§ 51).

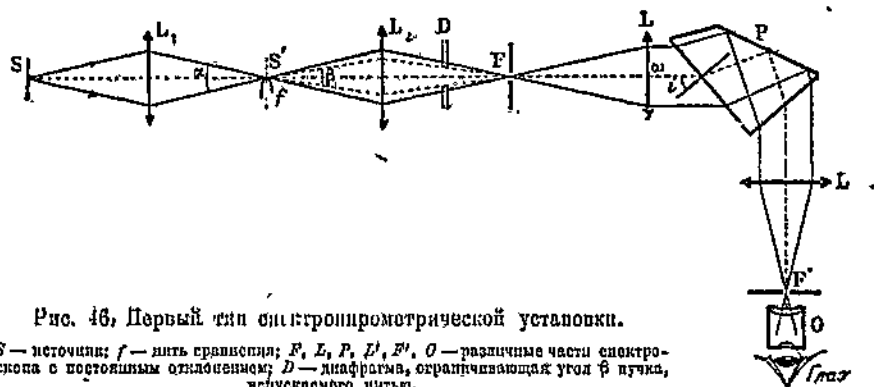


Рис. 46. Первый тип спектроскометрической установки.

S — источник; f — нить сравнения; F, L, P, L', F', O — различные части спектро-
скопа с постоянным отклонением; D — диафрагма, ограничивающая угол θ пучка,
используемого нитью.

В установке, которую мы только что описали, ширина наблюдаемой спектральной области ограничивается входной щелью F . Глаз контролирует уравнивание в центре окулярной щели F' , которая служит только для ограничения фотометрического поля. Предположим, что фокальные расстояния L и L' равны между собой; тогда в центре окулярной щели F' будет собираться излучение, различие в длинах волн которого есть $\Delta\lambda$, соответствующее ширине щели F , если предположить, что она расположена в плоскости спектра F' ³⁾. Нетрудно измерить эту спектральную ширину $\Delta\lambda$, применяя источник (неонова трубка), в котором имеются достаточно близкие друг к другу линии (λ_1, λ_2). Расширяют щель F до тех пор, пока края изображений этих линий не начинают перекрываться. Для этой ширины щели F имеем:

$$\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2,$$

откуда, пользуясь правилом пропорциональности, найдем значения $\Delta\lambda$, соответствующие другой, меньшей ширине щели. В центре F' все

¹⁾ Kurlbaum und Schulze, Verh. Deutsch. Phys. Ges., 1, 428 (1903).

²⁾ Mendenhall, Phys. Rev., 10, 515 (1917). Выделявшаяся спектральная область имела ширину около 20 Å.

³⁾ См. рассуждения, которые мы приводим ниже (§ 127).

длины волн, содержащиеся в $\Delta\lambda$, представлены с одной и той же интенсивностью. Единственное неудобство, возникающее при расширении F' , связано с получением поля, края которого имеют несколько иной цвет, чем центр: нужно стараться добиться исчезновения нити в центральной части визируемого поля.

Мы даем ниже (§ 184) один пример такого устройства. Если желают, чтобы исчезновение нити было хорошим, надо выбрать подходящие значения углов α и β (рис. 46); мы установим точные значения этих величин при описании шпрометра с исчезающей нитью (§ 185). Заметим только наперед, что приходится поместить диафрагму D вблизи фокуса L_2 , с тем чтобы ограничить β до величины, близкой к $0,04$ радиана. Впрочем, эта диафрагма ограничивает β только в смысле высоты щели.

125 bis. Вариант первого типа спектропирометрической установки. Принцип, аналогичный предшествующему, был применен Хайлом и Форсайтом¹⁾ и затем Гартманном²⁾ при изучении ими фактора видимости глаза в различных областях спектра. Он состоит в том, что эталонную нить помещают в плоскости спектра, а изображение источника приходится, как и выше, на щель спектроскопа.

Майдусс³⁾ усовершенствовал недавно это расположение и применил его для осуществления точного спектропирометра, предназначенного для измерений эффективных длин волн (§ 134) и для экстраполяции к высоким температурам. При выходе из инструмента получают два поля одного и того же цвета при помощи окрашенного стекла, помещенного после стандартной нити.

Это последнее расположение обладает преимуществом, состоящим в его чрезвычайной светосиле.

126. Второй тип спектропирометрической установки. При расположении, описанном в § 125, в конечном счете визируют площадку, которая представляет собою спектральное изображение объективной щели, ограниченное щелью окуляра.

Ввиду того, что ширина этой окулярной щели мала, такое расположение не дает, вообще говоря, очень большой фотометрической точности. Кроме того, визируемая площадка не отличается по всей своей ширине очень однородным цветом. Для того чтобы избежать этих неудобств, повидимому, представляется предпочтительным использовать окулярную щель для ограничения спектральной области, а не размеров визируемой площадки; общее изображение нити сравнения и источника образуют в плоскости, не совпадающей с окулярной щелью, и эту-то плоскость и рассматривают. Таким образом окончательная площадка, которую визирует глаз, оказывается однородного цвета; кроме того, перемещая положение F' , можно выбрать такое расположение, при котором эта площадка имеет достаточные размеры.

Спектропирометр Хеннинга. Это последнее расположение и было применено Хеннингом в его спектропирометре⁴⁾. Аппарат, изо-

¹⁾ Hyde and Forsythe, *Astroph. J.*, 42, 285 (1915).

²⁾ Hartmann, *Astroph. J.*, 47, 83 (1918).

³⁾ Mendousse, *C. R.*, 189, 30 (1929); *Soc. franç. de Phys. Bull.*, 299 (1929),

⁴⁾ Henning, *Zts. f. Instr.*, 30, 61 (1910).

браженный на рис. 47, состоит прежде всего из спектроскопа постоянного отклонения; K — коллиматор, F — зрительная труба, E — объективная щель, D — щель окуляра, P — призма постоянного отклонения. Перед объективной щелью E находится установка, аналогичная обыкновенному пирометру с исчезающей нитью (L_1 — ахроматический объектив, дающий изображение изучаемого источника в плоскости, где помещается нить лампы G). Дополнительная линза L_2 , помещенная непосредственно перед E , дает изображение нити G на коллиматорной линзе L_3 . Глаз, помещенный позади D , видит через L_1 , играющую роль окуляра, плоскость L_2 , т. е. совокупность изображения изучаемого источника и нити сравнения¹⁾.

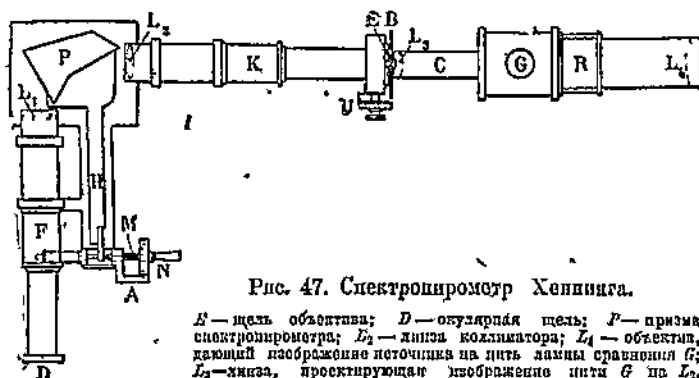


Рис. 47. Спектропирометр Хеллинга.

A — щель объектива; D — окулярная щель; P — призма спектроскопического пирометра; L_1 — линза коллиматора; L_2 — объектив, дающий изображение источника на нить лампы сравнения G ; L_3 — линза, проектирующая изображение нити G на L_2 ; M — микрометрический винт, вызывающий вращение призмы P .

Нам кажется рациональным точно определить условия, которые должны выполняться в таком пирометре, а именно соотношение отверстий различных частей аппарата. Предположим, для упрощения, что край нити накаливания f лампы сравнения лежит на оси системы (рис. 48). Для того чтобы аппарат функционировал как инструмент, измеряющий яркости, необходимо, чтобы край нити f и край соприкасающейся площадки S' (изображение S в L_1) посылали в спектроскоп, и, следовательно, в глаз, пучок одного и того же отверстия. Полезный пучок, посылаемый f , ограничен щелью E , играющей роль диафрагмы²⁾ (сплошные линии). Необходимо, следовательно, чтобы пучок, исходящий из точки S , расположенной на оси, и проницающий линзы L_1 и L_2 (пунктирные линии), вполне покрывал диафрагму; другими словами, линзы L_2 и L_1 должны иметь диаметры отверстий достаточно большие,

1) С этой целью можно также использовать какую-нибудь окулярную систему, помещенную позади D и расположенную таким образом, чтобы вызывать на D изображение L_2 в L_1 . Можно, впрочем, заставить образоваться изображение f в какой-либо плоскости. Ниже мы обсудим эти методы в связи с вопросом об измерении эффективных длин волн (§ 134).

2) Мы рассматривали щель, диафрагмирующую пучок своей высотой; если условия выполняются относительно высоты щели, то они тем самым в полной мере выполнены для ширины.

чтобы не дифрагмировать пучок. То же относится и к линзе L_1 , которую мы изобразили на продолжении оптической оси, чтобы не усложнять рисунка.

Все вышеизложенное предполагает, что окулярная щель D не дифрагмирует пучка, проникшего через E^1). Если бы было иначе, то вместо E надо было бы рассмотреть изображение D (в плоскости E) сквозь линзы L_1 и L_2 ; это изображение и играло бы роль входного зрачка, ограничивающего пучок.

На практике наиболее существенна линза L_1 . Она должна быть выбрана достаточно широкой²⁾, чтобы пучки, исходящие из всех полезных точек S , вполне покрывали щель E .

Светосила аппарата зависит, с одной стороны, от ширины объективной щели, а с другой — от ширины окулярной щели³⁾. От этих же условий зависит также и ширина используемой спектральной области; так как вопрос представляет чрезвычайно большой практический интерес, то мы рассмотрим его подробнее.

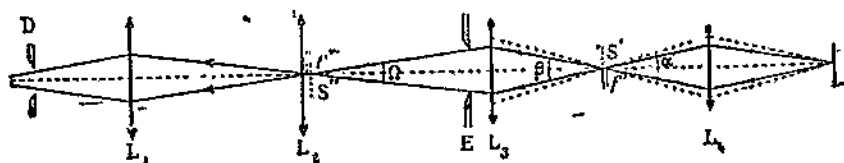


Рис. 48. Спектроциметр. Ход лучей, исходящих из какой-нибудь точки линии раздела нити сравнения и изображения источника.

Призма спектрального аппарата, расположенная между L_1 и L_2 , не изображена на рисунке.

При измерениях эффективных длин волн окрашенных стекол автор этой книги также пришел к применению установки, аналогичной установке Хеннига, но с некоторыми видоизменениями (§ 134). Здесь, так же как и в установках первого типа (§ 125), углы α и β должны иметь подходящее значение, если желательно определять с большой точностью исчезновение нити. Это условие приводит к тому выбору высоты щели E (рис. 48), чтобы β было равно приблизительно 0,05 радиана. Этим значением β в свою очередь также ограничивается светосила аппарата.

127. Влияние ширины щелей на ширину применяемой спектральной области и на светосилу аппарата. Предположим, что прибор отрегулирован таким образом, что длина волны λ_0 приходится на

¹⁾ Это как раз имеет место в спектрометрии Хеннига.

²⁾ Или же щель E должна иметь подходящую высоту. В аппарате Хеннига диафрагма позволяет ограничивать высоту щели E .

³⁾ Для получения достаточной освещенности вблизи 1000° С автор считает необходимым для вышеописанного спектрометра применять ширину щели объектива, равной 0,3 мм, а ширину щели окуляра 0,7 мм. Отметим теперь же, что особый интерес представляют данные не относительно ширины щели, а ширины вырезаемой спектральной области, выраженной в длинах волн.

середину окулярной щели (рис. 49, а). Точки A' и B' на окулярной щели представляют соответственно изображение краев A и B объективной щели через совокупность обеих линз L_1 и L_2 ¹⁾. Если мы осветим объективную щель AB волной другой длины λ , то мы можем предположить, что ось $\omega'O'$ пучка, исходящего из ω' , повернется на угол α , пропорциональный $\lambda - \lambda_0$, а отверстие пучка останется неизменным²⁾.

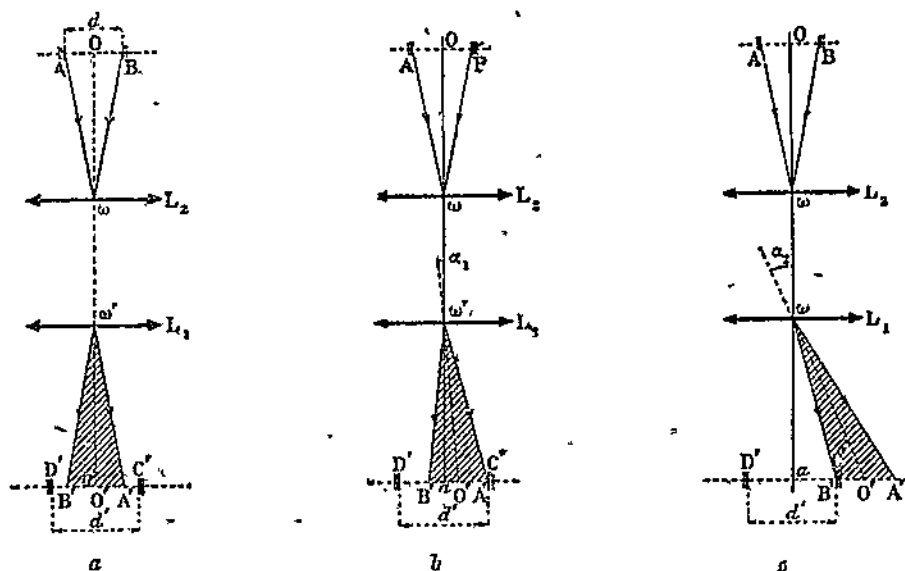


Рис. 49. Расположение лучей различных длин волн, проходящих через щель объектива и падающих на щель окуляра.

AB — объективная щель; $C'D'$ — окулярная щель.

Рис. 49, б соответствует длине волны λ_1 , для которой пучок, исходящий из объективной щели, начинает касаться одного из краев окулярной щели. Рис. 49, в соответствует случаю длины волны λ_2 , для которой пучок захватывает окулярную щель только своим левым краем. Заме-

¹⁾ Во всех аналогичных рисунках мы изображаем только лучи, исходящие из оптического центра ω' линзы врательной трубы; само собой разумеется, нужно рассмотреть подобным же образом лучи, исходящие из всех точек объектива L_1 , освещенного источником. Мы предполагаем, кроме того, что объективы L_1 и L_2 коллиматорной и врательной труб имеют одно и то же фокусное расстояние ($A'B' = AB$). Если бы это не имело места, то за ширину b , которая фигурирует в наших расчетах, надо было бы принять ширину $A'B'$ изображения AB . Для упрощения рисунков на них не изображена призма, т. е. верхняя часть рисунка повернута на угол 90° по сравнению с рис. 47.

²⁾ Это имеет место потому, что изменение $\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$ всегда мало. Вычисление показывает без труда, что:

$$\alpha = \frac{1}{\cos i} \frac{dn}{d\lambda} \Delta\lambda,$$

где i означает угол падения луча λ_0 при входе в призму истинного отклонения,

тим, что $\lambda - \lambda_0$ пропорционально $\frac{d' - d}{2}$, а $\lambda_3 - \lambda_0$ пропорционально $\frac{d' + d}{2}$ (в то время как $\lambda_2 - \lambda_1$ пропорционально d).

Следует также отметить, что при изменении λ от λ_1 до λ_2 количество света, проходящее через окулярную щель, меняется пропорционально $\lambda_2 - \lambda_1$, между λ_0 и λ_1 оно остается постоянным. Во всем предшествующем мы предполагаем $d' > d$; случай, когда $d' < d$, можно рассматривать совершенно таким же образом (для $d' < d$ $\lambda_1 - \lambda_0$ пропорционально $\frac{d - d'}{2}$, а $\lambda_2 - \lambda_0$ пропорционально $\frac{d + d'}{2}$).

Можно представить графически кривую коэффициента пропускаемости r спектрометра в функции длины волны λ . На рис. 50 мы даем

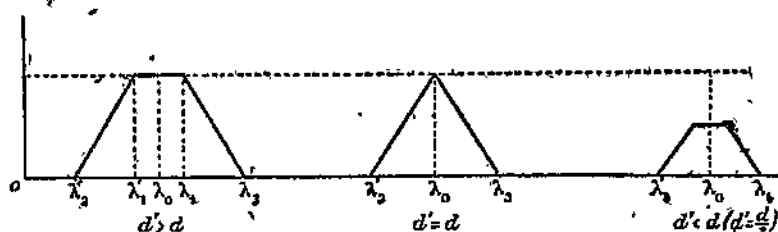


Рис. 50. Кривые пропускаемости спектрометра в функции длины волны.

Значение ширины d объективной щели одно и то же во всех трех случаях; d' — ширина окулярной щели.

такие кривые для трех возможных случаев ($d' > d$; $d' = d$; $d' < d$). Напомним, что на этих кривых $\lambda_1 - \lambda_0$ пропорционально $d' - d$, $\lambda_2 - \lambda_1$ (равно как и $\lambda_3 - \lambda_0$) пропорционально d и $\lambda_3 - \lambda_0$ пропорционально $d' + d$. Мы вернемся к этим кривым, когда будем говорить об эффективной длине волны спектрометра (§ 145). Мы не останавливаемся на способе определения длин волн ($\lambda_0, \lambda_1, \lambda_2$) спектральной области прибора; достаточно указать, что это определение сильно облегчается, если в интересующей нас области имеются спектральные линии известной длины волны¹⁾.

Заметим, наконец, что в зависимости от изучаемой спектральной области для одного и того же значения d' мы имеем ту или иную ширину спектральной полосы ($\lambda_2' - \lambda_2$), определяемую цветом. Различия крайних длин волн в фиолетовой области примерно в два раза меньше, чем в красной, вследствие более сильной дисперсии призмы для коротких длин волн²⁾.

Остановимся немного на факторах, влияющих на светосилу аппарата. Предположим $d' \geq d$; для данного λ ($\lambda = \lambda_0$) световой поток, проходящий через какую-нибудь точку изображения нити (или источника), пропорционален d (рис. 48). Другими словами, две первые кривые

¹⁾ См., например, Flouquet, Ann. de Phys., 5, 265 (1926) (спектрофотометрические измерения излучения черного тела). В этой работе осуществлено условие $d' = d$. Для вычисления эффективной длины волны спектрометра см. § 145.

²⁾ См. формулу, данную выше.

рис. 50 имеют ординаты, пропорциональные d ; если $d' = d$, то вторая кривая рис. 50 имеет, кроме того, ширину, пропорциональную d ; в таком случае световой поток пропорционален d^2 , т. е. пропорционален квадрату ширины спектральной полосы ¹⁾.

Для случая $d' < d$, как мы видели, окулярная щель ограничивает угол вхождения лучей; другими словами, высота третьей кривой рис. 50 пропорциональна d' ; этот последний случай, впрочем, не представляет практического интереса, ибо для того же количества света, как и раньше, требуется более широкая спектральная полоса. Опыт показывает, что, для того чтобы получить достаточно света при работе с черным телом вблизи 1000°C (точка плавления золота), нельзя при употреблении второго типа установки (описанной в § 126) применять ширину спектральной полосы $(\lambda_2 - \lambda_2')$ меньше $100 - 150 \text{ \AA}$ в красной области.

Отметим, наконец, что в таких аппаратах измерения затрудняются заметным количеством диффузного света; это особенно сказывается на измерениях крайних областей видимого спектра.

Заключение. Единственный упрек, который можно сделать этому последнему спектропирометру, — несколько слабая светосила, затрудняющая изучение мало интенсивных источников. Пирометр, снабженный окрашенным стеклом, очевидно, гораздо более светосилен; его схема и употребление более удобны. Но в этом инструменте применение сравнительно широкой спектральной полосы приводит к серьезным неудобствам всякий раз, когда необходимо точно прецизировать длину волны, входящую в измерения (гл. XII), равно как и при помещении между источником и инструментом пластинок поглощающего «нейтрального» стекла, которое всегда оказывается более или менее селективным (гл. XIV).

¹⁾ И также ее высота, т. е. углу β (рис. 48).

Глава XII.

Эффективные длины волн псевдомонохроматической системы.

Спектральная система, аналогичная тем, которые мы изучали в предшествующей главе, пропускает волны не только одной длины, но целую спектральную область довольно заметной ширины; еще в большей степени это относится к окрашенным стеклам, которые мы рассмотрим ниже.

Одна из трудностей, с которой встречается оптическая пирометрия, связана с необходимостью точно определить длину волны λ (эффективную длину волны), которую нужно вводить в вычисления. Этот вопрос имеет чрезвычайную важность, и мы, рискуя показаться несколько утомительными, вынуждены остановиться на различных сторонах этой проблемы, рассмотрев сперва случай экстраполяции от температуры T_0 к температуре T (§ 113). Некоторые из определений, данных выше, приходится, оказывается, рассматривать как не вполне правильные¹⁾.

128. Определение эффективной длины волны, которую следует принимать при экстраполяции между температурой T_0 и температурой T . Экстраполяция при помощи неселективной редуцирующей системы. Рассмотрим сначала случай, когда редуцирование яркости черного тела при температуре T выполняется при помощи неселективной системы (например, вращающегося сектора).

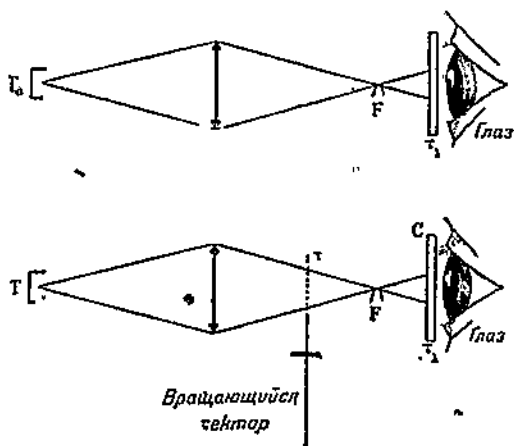


Рис. 51. Схема двух операций, выполняемых для экстраполяции от температуры T_0 к температуре T , посредством вращающегося сектора.

С—окрашенное стекло; F—линз сравнения, питаемая с постоянной интенсивностью.

¹⁾ Длина волны максимума кривой видимости сквозь фильтры: Waidner and Burgeess, Bur. Stand. Bull., 3, 363 (1909); Mendenhall, Phys. Rev., 33, 74 (1911). Центр тяжести кривой видимости: Pirani, Verh. Deutsch. Phys. Ges., 15, 26 (1913).

Схема двух операций, которые необходимо выполнить при этой экстраполяции, дана на рис. 51.

Если мы обозначим через V_λ фактор видимости глаза и через τ_λ коэффициент пропускания цветного стекла для радиации λ , то световой поток L_0 , исходящий из черного тела при температуре T_0 и достигающий глаза, дается в первой операции в виде интеграла:

$$L_0 = \int_0^\infty b_{\lambda T_0}^\circ V_\lambda \tau_\lambda d\lambda.$$

Если при второй операции сектор с коэффициентом пропускания устанавливает равновесие между черным телом при температуре T и линзой пирометра, поддерживаемой при прежних условиях накала, то имеем равенство:

$$\int_0^\infty b_{\lambda T}^\circ V_\lambda \cdot \tau_\lambda \cdot \tau \cdot d\lambda = \int_0^\infty b_{\lambda T_0}^\circ \cdot V_\lambda \cdot \tau_\lambda \cdot d\lambda^1).$$

Или, так как τ не зависит от λ , то:

$$\tau = \frac{\int_0^\infty b_{\lambda T_0}^\circ V_\lambda \cdot \tau_\lambda \cdot d\lambda}{\int_0^\infty b_{\lambda T}^\circ V_\lambda \cdot \tau_\lambda \cdot d\lambda} = \frac{L_0}{L}. \quad [N]$$

Если мы желаем написать соотношение

$$\frac{b_{\lambda T_0}^\circ}{b_{\lambda T}^\circ} = \tau,$$

которое является базой для экстраполяции от T_0 к T , мы должны выбрать значение λ ($=\lambda_s$) так, чтобы имело место равенство:

$$\frac{\int_0^\infty b_{\lambda T}^\circ V_\lambda \cdot \tau_\lambda \cdot d\lambda}{\int_0^\infty b_{\lambda T}^\circ V_\lambda \cdot \tau_\lambda \cdot d\lambda} = \frac{b_{\lambda_s T}^\circ}{b_{\lambda_s T}^\circ}. \quad [P]$$

Это уравнение и служит для определения эффективной длины волны λ_s цветного стекла при экстраполяции от T_0 к T^2).

Обозначая, как и выше, интегралы, входящие в [P], через L_0 и L (L_0 и L представляют световые потоки, посылаемые черным телом

1) Мы пренебрежем в обоих случаях абсорбцией, имеющей место между черным телом и красным стеклом C ; она входит как множитель в каждый из интегралов и исключается из отношения их.

2) Это правильное определение эффективной длины волны было в первый раз введено в работе Hyde, Cady and Forsythe, Astr. J. 42, 294 (1915).

при температуре T_0 и T сквозь цветное стекло), мы можем написать соотношение [P] в виде:

$$\lambda_0 = \frac{C_2 \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right)}{\lg \frac{L}{L_0}}. \quad [Q]$$

Мы вернемся ниже к практическим деталям, связанным с определением λ_0 .

129. Экстраполяция при помощи селективной редуцирующей системы. Предположим теперь, что редукция яркости черного тела при температуре T осуществлена при помощи абсорбирующего стекла N , коэффициент пропускания которого для радиации λ мы обозначим через τ_λ (рис. 52).

Так как при переходе от первой операции ко второй интенсивность нити накала F не изменяется, то потоки, получаемые глазом в обоих случаях, должны быть одинаковыми, так что можно написать:

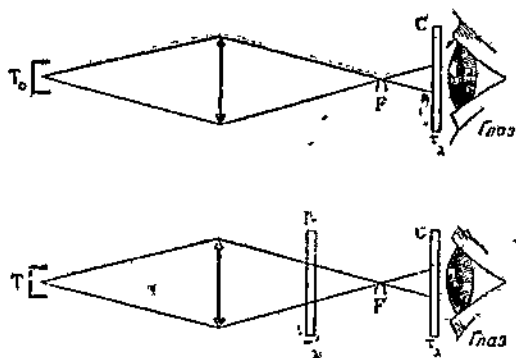


Рис. 52. Схемы двух операций, выполняемых для экстраполяции от T_0 к T , посредством абсорбирующего стекла N .

C — цветное стекло; F — нить накаливания, питаемая с постоянной интенсивностью.

$$\int_0^\infty b_{\lambda T}^\circ \cdot V_\lambda \cdot \tau_\lambda \cdot d\lambda = \int_0^\infty b_{\lambda T_0}^\circ \cdot V_\lambda \cdot \tau_\lambda \cdot d\lambda. \quad [R]$$

Определим теперь величину, которую мы назовем *суммарным коэффициентом пропускания* τ *нейтрального стекла, соединенного с окрашенным стеклом* C для излучения черного тела при температуре T . Мы определим этот суммарный коэффициент τ как отношение потоков, посылаемых черным телом при температуре T , через совокупность нейтрального стекла + окрашенное стекло и через одно окрашенное стекло.

Другими словами, мы определяем τ отношениями:

$$\tau = \frac{\int_0^\infty b_{\lambda T}^\circ V_\lambda \tau_\lambda d\lambda}{\int_0^\infty b_{\lambda T}^\circ V_\lambda d\lambda}. \quad [S]$$

Заменяя в этом выражении числитель равным ему значением из формулы [R], можем написать:

$$\tau = \frac{\int_0^\infty b_{\lambda T_0}^\circ \cdot V_\lambda \cdot \tau_\lambda \cdot d\lambda}{\int_0^\infty b_{\lambda T}^\circ \cdot V_\lambda \cdot \tau_\lambda \cdot d\lambda} = \frac{b_{\lambda_0 T_0}^\circ}{b_{\lambda_0 T}^\circ}.$$

Это равенство идентично равенству, полученному для вращающегося сектора. Другими словами, эффективная длина волны окрашенного стекла не зависит от применяющейся редуцирующей системы; она зависит только от значения применяющегося коэффициента τ , т. е. от двух температур, T_0 и T , между которыми выполняется экстраполяции¹⁾.

Отметим, что коэффициент пропускания τ , определенный равенством [S], есть как раз тот коэффициент, который измеряется при помощи замены поглощающего стекла вращающимся сектором с подходящим углом. Это замечание может сделать очевидным вышесказанное положение.

Мы еще вернемся к определению коэффициента пропускания τ нейтральных стекол (уравнение [S]), который играет фундаментальную роль при экстраполяции к высоким температурам.

Отметим пока лишь, что этот коэффициент пропускания τ зависит, с одной стороны, от цветного стекла, с которым соединено «нейтральное», с другой — от спектрального состава действующего света (§ 154).

130. Экстраполяция посредством вращающегося сектора, соединенного с нейтральным стеклом. Чтобы вполне уточнить предшествующие определения, мы рассмотрим еще случай, где нейтральное стекло комбинируется с вращающимся сектором (или системой николей) для экстраполяции от T_0 к T .

Если мы вновь уравниваем потоки, посылаемые один раз черным телом температуры T_0 сквозь красное стекло, а другой — черным телом температуры T через вращающийся сектор (τ'), нейтральное стекло (τ'_λ) и окрашенное стекло (τ_λ), то имеем:

$$\int_0^\infty b_{\lambda T_0}^0 \cdot V_\lambda \cdot \tau_\lambda \cdot d\lambda = \int_0^\infty b_{\lambda T}^0 \cdot V_\lambda \cdot \tau' \cdot \tau'_\lambda \cdot \tau_\lambda \cdot d\lambda.$$

Если, сверх того, определить, как мы это сделали выше, суммарный коэффициент пропускания τ нейтрального стекла при помощи соотношения

$$\tau = \frac{\int_0^\infty b_{\lambda T_0}^0 \cdot V_\lambda \cdot \tau'_\lambda \cdot d\lambda}{\int_0^\infty b_{\lambda T_0}^0 \cdot V_\lambda \cdot d\lambda},$$

то получим, принимая в расчет предшествующее равенство и замечая, что τ' не зависит от λ :

$$\tau \cdot \tau' = \frac{\int_0^\infty b_{\lambda T}^0 \cdot V_\lambda \cdot \tau_\lambda \cdot d\lambda}{\int_0^\infty b_{\lambda T}^0 \cdot V_\lambda \cdot \tau_\lambda \cdot d\lambda}.$$

¹⁾ Это положение было установлено Forsythe, Phys. Rev., 13, 144 (1919). В более поздней работе Гоффмана Hoffmann, [Zts. f. Phys., 17, 1 (1923)] принят определение эффективной длины волны, которое не согласуется с указанным положением. Окончательные результаты, полученные Гоффманом, остаются тем не менее верными.

Иначе говоря, эффективная длина волны, которую в рассматриваемом случае нужно принять для цветного стекла, получится, если в экстраполяционной формуле для значения коэффициента пропускания взять произведение коэффициента пропускания сектора на коэффициент пропускания нейтрального стекла, причем этот последний определяется для света черного тела температуры T , прошедшего через цветное стекло, скомбинированное с нашей системой.

Резюмируя, скажем: в экстраполяционной формуле черного тела между T и T_0 :

$$\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} = -\frac{k_2}{C_2} \lg_n \tau$$

эффективная длина волны λ_0 , которую нужно принимать во всех случаях, есть длина волны окрашенного стекла. Если редуцирующая система есть вращающийся сектор (или комбинация николей), то применяемое значение τ есть значение сектора. Если же редуцирующей системой является поглощающее стекло, то значение τ , входящее в формулу, есть значение коэффициента пропускания нейтрального стекла, соединенного с цветным стеклом, для света черного тела при температуре T (формула [S]). При комбинированных редуцирующих системах τ есть произведение отдельных коэффициентов пропускания. Мы увидим, далее (§ 141), другой случай, где определение эффективной длины волны совокупности окрашенного и поглощающего стекол дается совсем иначе.

Мы изложим сперва решение задачи определения эффективной длины волны цветного стекла (между T_0 и T) и изучим изменения этой эффективной длины волны; мы рассмотрим затем различные частные случаи, которые представляет повседневная практика оптической пирометрии.

131. Экспериментальное определение эффективной длины волны окрашенного стекла. Большое число работ, посвященных этому вопросу, ясно свидетельствует об его значении. В текущей пирометрии.

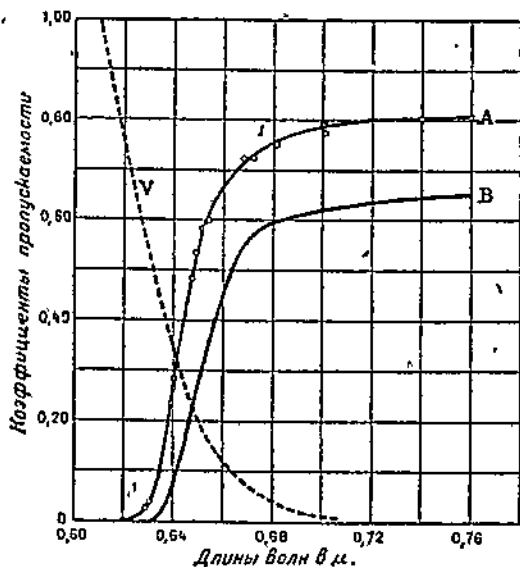


Рис. 53. Спектральная пропускательность красного стекла (F 4512), применяемого в пирометрах.

A — толщина 3 мм; B — толщина 6 мм; V — кривая видимости для среднего глаза.

метрической практике пришли к необходимости отказаться от употребления спектропирометров и приняли пирометры с окрашенными псевдомонохроматическими стеклами, которые являются гораздо более светосильными и гораздо проще в обращении. Их применение, однако, требует в огромном большинстве случаев точного знания эффективно-длинны волны окрашенных стекол¹⁾, и всякая пирометрическая лаборатория должна быть в состоянии экспериментально определить эту длину волны для каждого из применяемых цветных стекол.

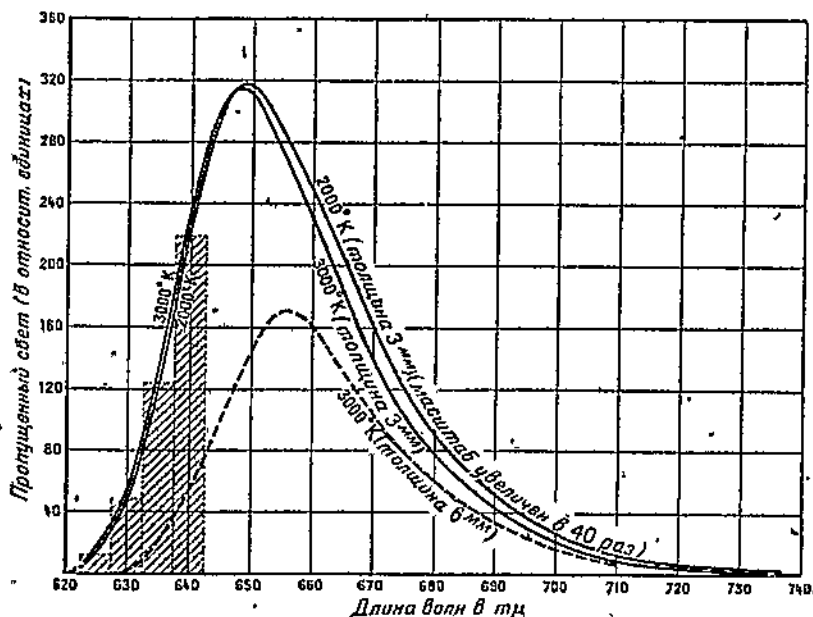


Рис. 54. Спектральные кривые света, пропускаемого красным стеклом (F 4512) для света черного тела при температуре 2000 и 3000° К и для среднего глаза.

Кривые, напесенные сплошными чертами, относятся к стеклу 3 мм; пунктирные кривые относятся к тому же стеклу толщиной 6 мм.

Вычисление эффективной длины волны, основанное на кривой спектральной пропускваемости цветного стекла. Это вычисление предполагает знание кривой спектральной пропускваемости цветного стекла (τ_λ в функции λ). Мы приводим в качестве примера (рис. 53) кривую, полученную для красного невиского стекла (F 4512)²⁾ тремя различными методами (спектрофотометрически, спектропирометрически и спектроболометрически): кривая A относится

1) Ограничимся напоминанием, что ошибка в 10 мμ относительно λ влечет за собой ошибку в 15° в экстраполяции между точкой плавления золота и платины (табл. 28 bis).

2) Hyde, Cady, Forsythe, Astroph. J., 42, 294 (1915).

Мы считаем полезным отметить теперь же, что стекла F 4512, и даже приготовляемые фирмой Шотта в Неме, имеют кривую пропускваемости, заметно отличную от приведенной здесь (§ 152).

в стеклу толщиной в 3 мм, кривая B — к стеклу двойной толщины; на рис. 53 мы воспроизводим также кривую видимости среднего глаза V (табл. 72).

Чтобы найти значение эффективной длины волны между T_0 и T , надо вычислить сначала световые потоки L_0 и L , которые проходят через цветное стекло.

На рис. 54 мы нанесли кривые

$$y = b_{\lambda T}^{\circ} \cdot V_{\lambda} \cdot \tau_{\lambda},$$

соответствующие стеклу A (толщина 3 мм) (рис. 53), для света, испускаемого черным телом при 2000° и 3000°K ¹⁾ и для среднего глаза²⁾ мы начертили также кривую, относящуюся к 3000°K для случая красного стекла двойной толщины (6 мм) (пунктирная кривая). Можно с помощью планиметра определить площади этих кривых; гораздо более удобно и не менее точно использовать спектральные участки $\Delta\lambda$ шириной в 0,005 μ и оценить сумму членов: $\Sigma b_{\lambda T}^{\circ} \cdot V_{\lambda} \tau_{\lambda}$.

Это сводится к замене площади, заключенной между кривой и осью абсцисс, суммой площадей³⁾ прямоугольников, показанных на рис. 54 штриховкой. Полученное таким образом приближение совершенно достаточно⁴⁾; при этом черчение самих кривых становится совершенно излишним.

Вычисления можно расположить следующим образом:

λ в μ	V_{λ}	τ_{λ}	$V_{\lambda} \tau_{\lambda}$	Температура T_0		Температура T	
				$b_{\lambda T_0}^{\circ}$	$V_{\lambda} \tau_{\lambda} b_{\lambda T_0}^{\circ}$	$b_{\lambda T}^{\circ}$	$V_{\lambda} \tau_{\lambda} b_{\lambda T}^{\circ}$
—	—	—	—	—	—	—	—
620	—	—	—	—	—	—	—
625	—	—	—	—	—	—	—
630	—	—	—	—	—	—	—
635	—	—	—	—	—	—	—
640	—	—	—	—	—	—	—

$$L = \Sigma V_{\lambda} \tau_{\lambda} b_{\lambda T}^{\circ} =$$

Значения $b_{\lambda T}^{\circ}$ могут быть взяты из табл. 61. Постоянная C_2 из отношения двух площадей исключается.

Зная отношение $\frac{L}{L_0}$, найдем эффективную длину волны между T_0 и T при помощи формулы [Q] § 128.

¹⁾ Ординаты кривой, относящейся к 2000°K , умножены на 40.

²⁾ Как видно из рисунка, ширина спектрального участка, проивающего в глаз, равняется приблизительно 800 $\text{\AA}$, т. е. в 3 или 4 раза больше, чем участок, выделяемый спектрофотометром в той же области спектра (§ 127).

³⁾ Или, впрочем, ординат, ибо $\Delta\lambda$ исключается при образовании отношения $\frac{L}{L_0}$.

⁴⁾ Применение спектральных участков шириной 0,010 μ дает достаточное приближение для обычной практики. Когда требуется большая точность, пользуются длинами волн через каждые 5 μ ; можно также улучшить точность, определяя сумму данных членов по правилу Симпсона (см., например, Fairchild, Hooyer and Peters, Bur. Stand., J. Research., 2, 950 (1929)).

132. Прямое экспериментальное определение эффективной длины волны отраженного стекла для экстраполяции между T_0 и T . Хайд, Кэди и Форсайт ¹⁾ в своих исследованиях эффективной длины волны отраженного стекла определяли эту длину волны непосредственным экспериментом. Примененный метод состоял в определении, с одной стороны, отношения $\frac{L}{L_0}$ ²⁾ световых потоков, исходящих от черного тела при весьма постоянных температурах: $T=2000^\circ\text{K}$ и $T=1600^\circ\text{K}$ ³⁾ и пропущенных цветным фильтром (красное немское стекло F 4512 толщиной 5,8 мм); с другой стороны, измеряют для различных длин волн λ отношение $\frac{b_{\lambda T}^\circ}{b_{\lambda T_0}^\circ}$ спектральных яркостей черного тела при температурах T и T_0 ; тогда остается только найти то значение λ ($\lambda=\lambda_e$), для которого имеет место:

$$\frac{b_{\lambda T}^\circ}{b_{\lambda T_0}^\circ} = \frac{L}{L_0}$$

При измерениях указанных авторов отношение $\frac{L}{L_0}$ получалось или при помощи фотометра, снабженного красным фильтром, или при помощи оптического монохроматического пирометра (снабженного таким же фильтром). Отношение $\frac{b_{\lambda T}^\circ}{b_{\lambda T_0}^\circ}$ измерялось или спектрофотометром или спектропирометром.

Результаты, полученные в обеих сериях прямых измерений, прекрасно совпадают между собой и со значениями, вычисленными из кривых спектральной пропускности (§ 131). Эти значения собраны в табл. 30. Таблица 30. Эффективные длины волн красного стекла (F 4512, толщина 5,8 мм) для экстраполяции между 1600 и 2000° К, полученные тремя различными методами.

Приложенный метод	Значения λ
Прямое определение посредством фотометра и спектрофотометра	0,664 $\mu \pm 0,001$
Прямое определение посредством оптического пирометра с плитой и спектропирометра	0,6635 $\mu \pm 0,001$
Значение, вычисленное по кривой спектральной пропускности (рис. 53, кривая B)	0,6638 μ
Среднее значение:	0,6638 $\mu \pm 0,001$

Предшествующие измерения не требуют обязательно применения черного тела. Предположим, действительно, что в качестве источников пользуются двумя лампами с плоской вольфрамовой нитью, цветные температуры которых, тщательно поддерживаемые постоянными, равны соответственно T_0° и T° . Обозначив через ϵ_0 и ϵ цветную испускательную способность вольфрама при этих температурах (§ 94), найдем:

$$L_0 = \epsilon_0 \int_0^\infty b_{\lambda T_0}^\circ V_{\lambda} \tau_\lambda d\lambda \quad \text{и} \quad L = \epsilon \int_0^\infty b_{\lambda T}^\circ V_{\lambda} \tau_\lambda d\lambda$$

¹⁾ Hyde, Gady, Forsyth, Astroph. J., 42, 294 (1915).

²⁾ Относительно обозначений см. § 128.

³⁾ Эти температуры не должны быть точно известны.

Если мы определим длину волны λ_0 , для которой отношение спектральных яркостей обоих источников ($\varepsilon_0 b_{\lambda_0 T}^0$ и $\varepsilon b_{\lambda_0 T}^c$) равно отношению $\frac{L}{L_0}$; то ε_0 и ε исключаются и остается соотношение, в точности совпадающее с [P], при помощи которого определяется λ_0 между двумя температурами T_0^0 и T_c .

133. Упрощенный метод. Пытались упростить метод, описанный выше. С этой целью Гроот ¹⁾ предложил следующее решение. Применяют обычную электрическую лампочку с опаловой колбой и лампу с нитью, аналогичную той, которая служит эталоном в пирометрах с исчезающей нитью. Сквозь пручаемое цветное стекло рассматривают нить на светлом фоне опаловой колбы и регулируют ток в нити так, чтобы она казалась исчезающей. В этих условиях $L = L_0$. Убирают затем цветное стекло и проектируют на щель спектроסקопа изображение колбы и нити так, чтобы в плоскости спектра иметь широкое поле, перерезанное изображением нити. Затем отыскивают на этом спектре длину волны, для которой изображение нити имеет ту же спектральную яркость, как и светлый фон ²⁾. Таким образом определяется эффективная длина волны окрашенного стекла.

Нетрудно показать, что в описанном измерении рассматриваемые температуры суть цветные температуры нити и опалового стекла электрической лампы. Эту последнюю температуру трудно точно определить при опыте, осуществляемом указанным способом. Кроме того, условия наблюдения и, следовательно, определения исчезновения нити довольно значительно различаются в обеих частях этих измерений.

134. Измерения эффективной длины волны прямым методом. Дискусия. Мы предприняли ³⁾ в Пирометрической лаборатории института Ротшильда исследования, имеющие целью установить прямой метод определения эффективной длины волны, требующий минимума фотометрических измерений и позволяющий легко дать отчет относительно точности, которую можно достигнуть при таком определении.

Принцип измерений. Мы применили принцип, аналогичный методу Гроота, но значительно изменили способ измерения.

В качестве источников мы пользовались двумя лампами с вольфрамовыми нитями. Свет, испускаемый одной из них, S_1 (рис. 55), ослаблялся вращающимся сектором. Изображение этой нити S_1 ⁴⁾ проектировалось при помощи фотографического объектива L_1 на вторую нить S_2 ⁵⁾ таким образом, чтобы оно покрывало эту нить. Микроскопический объектив L_2 пролагал оба пучка, исходящие от S_1 и S_2 на щель спектроסקопа. Призма полного внутреннего отражения P , монтированная на платформе перед диспергирующей призмой, позволяла отразить пучки к зрительной трубке V (визир), снабженной изучаемым фильтром. Устанавливалось фотометрическое равенство сквозь фильтр путем

¹⁾ De Groot, Physica, 4, 157 (1924).

²⁾ Это определение лучше всего сделать, фотографируя спектр в интересующей нас области.

³⁾ G. Ribaud, S. Nikitine et J. Mondoussé, Rev. d'Opt., 7, 196, 1928.

⁴⁾ Плоская нить 3 мм шириной.

⁵⁾ Цилиндрическая нить 0,06 мм диаметром, изогнутая в виде буквы U.

регулировать тока в лампе S_2 так, чтобы ее нить исчезала на светлом фоне, создаваемом S_1 . Установив это равенство, устраняли призму P и отыскивали в спектроскопе длину волны, для которой имело место равенство яркостей.

При подходящем положении призмы P оба фотометрические измерения производились в существенно идентичных условиях (одни и те же отверстия пучков и т. д.).

Для того чтобы получить превосходное исчезновение нити S_2 , нужно выбрать отверстия пучков α и β (рис. 55) соответственно равными 0,12 радиана и 0,04 радиана (§ 185). Эти условия всегда осуществлялись в наших измерениях.

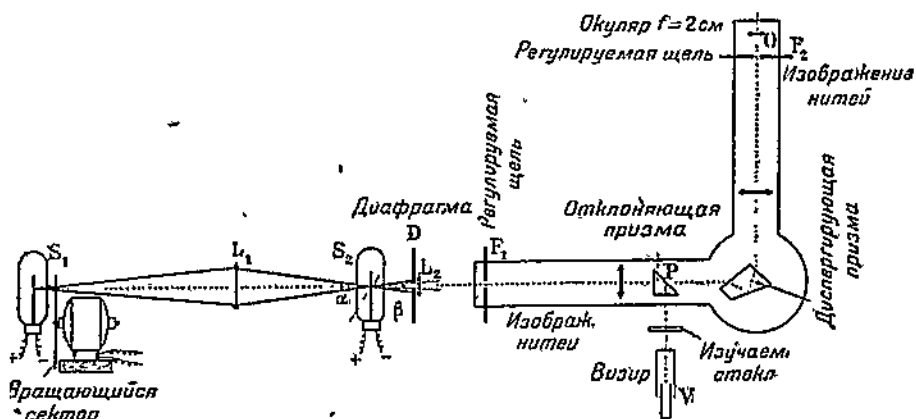


Рис. 55.

Микроскопический объектив L_2 , скрепленный со спектроскопом, дает изображение обеих нитей. Было осуществлено несколько установок, отличающихся друг от друга только положением изображения, даваемого L_2 .

Первая установка. Наиболее простая установка состоит в проектировании обеих нитей на щель спектроскопа. Она изображена на рис. 55.

Трубка V , установленная на бесконечность, визирует щель F_1 , которая раздвигается до 0,5 мм для того, чтобы обеспечить удобную наводку.

В плоскости спектра спектральные изображения нитей рассматриваются при помощи окуляра. Регулируемая щель F_1 , помещенная в плоскости спектров, пропускает только довольно узкую спектральную полосу. Спектральные изображения обеих нитей, видимые через эту щель, играют роль фотометрических полей. Заставляя поворотом призмы оба спектра перемещаться перед щелью F_1 , находят длину волны λ , (соответствующую середине щели F_2), для которой оба спектра имеют одинаковую яркость.

Спектроскоп градуировался по линиям неона. Эта очень светосильная установка представляет то неудобство, что ни цвет, ни интенсив-

ность фотометрических полей не остаются одними и теми же на всем своем протяжении.

Вторая установка. Чтобы избежать этого неудобства, можно получить изображения нитей в каком-нибудь другом месте, а не на щели F_2 . Тогда изображения полей, видимые сквозь щель F_2 , обладают одинаковым цветом и одной и той же интенсивностью на всем своем протяжении.

Уравнивание потоком сквозь изучаемый фильтр производится так же, как и в первой установке. Затем определяют λ , при помощи спектроскопа, заставляя различные области спектра дефокусировать перед щелью F_2 , пока изображение S_2 не исчезнет на фоне изображения нити S_1 ; оба эти изображения играют, таким образом, роль фотометрических полей¹⁾. При этих условиях измеренная длина волны есть длина волны, соответствующая центру щели F_2 .

Первый вариант (рис. 56). В первой установке образовывали изображение нитей на коллиматорной линзе спектроскопа. Сзади щели F_2 располагали трубу, установленную практически на бесконечность, так, чтобы визировать изображение обеих нитей. Для того чтобы убедиться, что в спектроскопе и в трубку V визируют одну и ту же часть нити, на линзе коллиматора помещают диафрагму D_1 , которая ограничивает поле зрения. Трубка V , установленная на близкие объекты, позволяет рассматривать изображения нитей и диафрагму.

Второй вариант (рис. 57). Была осуществлена также и другая установка, аналогичная первой. В этой установке изображение нитей образовывалось в нескольких сантиметрах позади щели F_2 . Визир V устанавливался практически на бесконечность. В спектроскопе изображение, сопряженное первому изображению нитей, получалось на несколько сантиметров позади F_2 . К спектроскопу присоединили окуляр, позволяющий рассматривать это изображение. В этой установке нет воз-

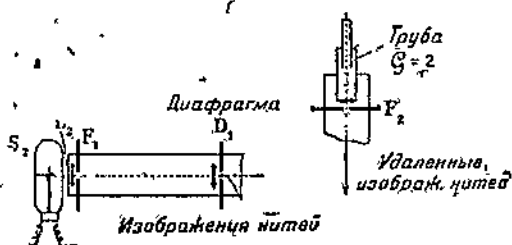


Рис. 56.

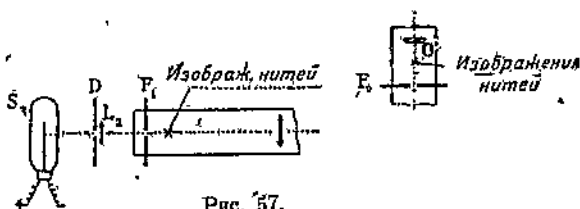


Рис. 57.

¹⁾ Осуществляя это фотометрическое равенство, в то же время изменяют интенсивность фотометрируемых поверхностей и их цвет. Для того чтобы удостовериться, что это обстоятельство не увеличивает фотометрической ошибки, совершаемой при уравнивании, в другой серии опытов пользовались следующим приемом. Сначала устанавливали равенство потоков сквозь фильтр, подбирая ток i_0 в нити S_2 ; затем определяли при помощи спектроскопа для различных λ значения тока i , соответствующие уравниванию; наконец, графически определялось значение λ , для которого $i = i_0$.

возможности поместить диафрагму в плоскость изображения, даваемого L_2 . Измерения совершались с нитью, имеющей форму U, вершину которого и рассматривали как в визир, так и в спектроскоп.

Обсуждение измерений. Точность, получаемая при определении λ_e . Определение λ_e по методу, который мы применяли, содержит два фотометрических измерения, дающих непосредственно λ_e , без введения каких-либо других величин, которые также могли бы вносить некоторую ошибку в результаты. Градуировка спектроскопа может быть выполнена с очень большой точностью и проверяться во время измерений. Различные оптические установки могут также легко контролироваться. Лампы можно поддерживать при температуре строго постоянной; в этом легко убедиться, определяя перед каждым измерением тока, питающие нити, и чередуя измерения в визир V и в спектроскоп. Эффективная длина волны, определяемая в наших измерениях, относится к цветным температурам обеих нитей. Эти температуры выводятся из измерений яркостных температур обеих нитей.

При указанных условиях, очевидно, единственная ошибка, которую делают при определении λ_e , выполняемом описанным способом, связана с двумя фотометрическими уравниваниями.

Измерения при помощи визира делаются с обычной фотометрической точностью, около $1/200$. Предположим, что уравнивание яркостей в спектроскопе выполняется с такой же точностью. Нетрудно вывести отсюда суммарную неточность в λ_e , которая вносится такими измерениями.

Рассмотрим, действительно, спектральные яркости B_1 и B_2 источников при температурах T_1 и T_2 и предположим, что вблизи λ_e они могут быть выражены в функции λ следующими линейными формулами:

$$B_1 = b_1 + a_1(\lambda - \lambda_e),$$

$$B_2 = b_2 + a_2(\lambda - \lambda_e).$$

В наших измерениях яркость B_2 уменьшается таким образом, что делается равной B_1 для $\lambda = \lambda_e$. Эта уменьшенная яркость B_2' дается, следовательно, в функции λ уравнением:

$$B_2' = b_1 + a_2 \frac{b_1}{b_2} (\lambda - \lambda_e),$$

и мы считаем ее равной B_1 . Ошибка измерения определяется отношением разности яркостей $(B_1 - B_2')$ к яркости B_1 при $\lambda = \lambda_e$, т. е. к b_1 , и выражается, следовательно, через $\frac{B_1 - B_2'}{b_1}$. Максимальная ошибка определяется возможностью двукратной ошибки в $1/200$, один раз при отсчете визира V, другой раз при измерении в спектроскопе, т. е. может достигать $1/100$. Таким образом условие, выражающее максимальную ошибку в определении λ_e , есть:

$$\frac{B_1 - B_2'}{b_1} = \frac{1}{100} \text{ или } (\lambda - \lambda_e) \left(\frac{a_1}{b_1} - \frac{a_2}{b_2} \right) = \frac{1}{100}, \text{ т. е. } \Delta \lambda_e = \frac{1}{100} \frac{1}{\left(\frac{a_1}{b_1} - \frac{a_2}{b_2} \right)}.$$

Но $b_1 = B_1$ при $\lambda = \lambda_e$; и $a_1 = \frac{dB_1}{d\lambda}$. Другими словами,

$$\frac{a_1}{b_1} = \left(\frac{1}{B} \frac{dB}{d\lambda} \right)_{\lambda=\lambda_e} = \left(\frac{d \lg B_1}{d\lambda} \right)_{\lambda=\lambda_e}$$

Аналогично

$$\frac{a_2}{b_2} = \left(\frac{d \lg B_2}{d\lambda} \right)_{\lambda=\lambda_e}$$

Вставляя эти выражения и принимая во внимание закон Вина, найдем окончательно:

$$\Delta\lambda_e = \frac{\lambda_e}{100 C_2 \left[\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right]}$$

Мы вычислили численные значения $\Delta\lambda_e$ для длины волны 0,65 м и для различных интервалов температуры:

$T_1 = 1330^\circ\text{K}$	}		$\Delta\lambda_e = \pm 10 \text{ \AA}$
$T_2 = 2200^\circ\text{K}$			
$T_1 = 1330^\circ\text{K}$	}		$\Delta\lambda_e = \pm 7 \text{ \AA}$
$T_2 = 3000^\circ\text{K}$			
$T_1 = 1600^\circ\text{K}$	}		$\Delta\lambda_e = \pm 14 \text{ \AA}$
$T_2 = 2600^\circ\text{K}$			
$T_1 = 1600^\circ\text{K}$	}		$\Delta\lambda_e = \pm 10 \text{ \AA}$
$T_2 = 3000^\circ\text{K}$			

Неточность в λ_e , вызываемая каждым из двух упомянутых фотометрических измерений, в два раза меньше. Следовательно, при серии измерений спектро스코пом для одного и того же уравнивания, произведенного при помощи визира V , отклонения для интервала температур от 1600 до 2600° К должны быть порядка 7 Å. Отклонение среднего спектроскопических измерений от другого такого же среднего, соответствующего двум разным установкам при помощи визира V , также должно быть того же порядка. Это действительно те отклонения, которые были констатированы при наших измерениях.

Результаты измерений. Мы выполняли наши измерения тремя методами, описанными выше. Цветная температура $S_2 = 1600^\circ\text{K}$, цветная температура $S_1 = 2550^\circ\text{K}$; эти температуры соответствуют яркостным температурам 1250 и 2000° С. Этот интервал температур позволил нам с удобством выполнить измерения при помощи установки второго типа, причем спектральная полоса, ширина которой не превосходила 60 Å, была смещена в синюю часть спектра. Было выполнено 6 отсчетов силы тока, соответствующей исчезновению пика севозь светофильтр, и взято среднее значение определенного таким образом тока. Это среднее значение соответствует выравниванию потоков севозь фильтр. Для каждого выравнивания, осуществленного визиром V , делалось 6 спектроскопических измерений. Эти различные измерения выполнялись

1) Температура плавления золота.

многими наблюдателями. Никаких систематических расхождений между наблюдателями констатировано не было.

Мы исследовали, в частности, красный пенский светофильтр (Иена F 4512, 3 мм толщиной). Измерения, относящиеся к этому светофильтру, собраны в табл. 31.

Таблица 31. Среднее значение, найденное для λ_0 в Å при различных установках, для красного фильтра Иена F 4512 (3 мм толщиной) (экстраполяция от 1600 до 2550° К).

Среднее по 8 измерений со спектрофоном для одного и того же уравнивания потока сквозь фильтр

Средняя длина волны для каждой установки

Значение, окончательно установленное для λ_0

	(в Å)		
Установка I	6537, 6520, 6520, 6520,	6524	} 6523 Å
Установка II	6530, 6530, 6510, 6525,	6522	
	6520, 6520		
Установка III	6525, 6521, 6530	6525	
Установка IV			
Значение, найденное по кривой $i=f(\lambda)$	6525, 6520, 6520	6522	

Из таблицы видно, что отклонения между различными измеренными значениями как раз того порядка, который был вычислен выше.

Усовершенствование метода. Мандусс¹⁾ в Лаборатории института Ротшильда усовершенствовал предыдущий метод. Он проектирует изображение источника S_1 (рис. 55) на щель F_1 спектропирометра, расположив по дороге вращающийся сектор. Призма P , помещенная непосредственно за F_1 , посылает пучок, исходящий от F_1 на обыкновенный пирометр с исчезающей нитью, снабженный изучаемым стеклом. Отодвигая призму P , мы заставляем пучок проникать в спектропирометр, эталонная нить которого помещается в плоскости F_2 (§ 125).

Удаляют сектор, регулируют температуру S_1 , доводя ее до значения T_1 , отсчитывают эталонные токи i_1 и i_1' , соответствующие уравниванию в пирометре и в спектропирометре; доводят затем S_1 до такой температуры, чтобы при вращении сектора с пропускной способностью с исчезающей нитью в обоих инструментах было приблизительно осуществлено. Отсчитывают в обоих инструментах токи i_2 и i_2' , соответственно близкие к i_1 и i_1' . Если бы эффективные длины волн обоих инструментов были одинаковыми, то экстраполяция при помощи сектора должна была бы дать исходную температуру T_1 . Если же длины волн немного различны, то i_2 и i_2' будут соответствовать двум несколько различным температурам, разность между которыми будет найдена без труда, если предварительно изучены $\frac{di_1}{dT_1}$ и $\frac{di_2}{dT_2}$. Значение этой разности ΔT_1 позволяет без труда определить разность $\Delta\lambda$ длины волн обоих инструментов по формуле:

$$\frac{\Delta T_1}{T_1^2} = - \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} \lg \tau^2.$$

1) J. Mandousse, C. R. 189, 30 (1929); Soc. franç. de Phys., Section de Strasbourg, Juillet, 1929.

2) Метод может служить для сравнения эффективных длин волн двух стекол сходной окраски. Подробнее об этом см. оригинальную работу, которая в полном виде появится скоро в Annal. de Physique.

Обсуждение точности остается тем же самым, как и выше. Усовершенствовании, внесенные автором в фотометрические измерения, дали для λ расхождения, не превосходящие $3 \cdot \text{\AA}$.

135. Предельная эффективная длина волны для данной температуры. Для некоторых измерений необходимо иметь эффективную длину волны, соответствующую случаю, когда две температуры T_0 и T сближаются до полного совпадения (предельная эффективная длина волны для температуры T ¹⁾).

Хайд, Кэди и Форсайт получили эту длину волны, вычисляя, например, значения эффективных длин волн, соответствующих переходу от 1300° к 1500° К, затем от 1500° к 1700° К и от 1500° к 1800° К. При помощи интерполяции получается значение, соответствующее переходу от 1500° к 1500° К, т. е. предельное значение, относящееся к 1500° К.

Этот метод довольно кропотлив. Фит²⁾ показал, что можно непосредственно получить предельную эффективную длину волны, исходя из кривой спектральной пропускемости цветного стекла. Действительно, обращаясь к уравнению, определяющему λ_e (между T_0 и T), имеем:

$$\lambda_e = \frac{C_2 \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right)}{\lg L - \lg L_0}.$$

Когда T приближается к T_0 , числитель и знаменатель этого отношения стремятся к нулю. Мы получим предельное значение λ_e , т. е. λ_T , применяя правило Л'Опиталья для раскрытия неопределенности, т. е. беря отношение производных по T числителя и знаменателя:

Замечая, что

$$L = \int_0^\infty b_{\lambda T}^\circ \cdot V_\lambda \cdot \tau_\lambda \cdot d\lambda,$$

получим без труда:

$$\lambda_T = \frac{\int_0^\infty b_{\lambda T}^\circ \cdot V_\lambda \cdot \tau_\lambda \cdot d\lambda}{\int_0^\infty b_{\lambda T}^\circ \cdot \frac{1}{\lambda} \cdot V_\lambda \cdot \tau_\lambda \cdot d\lambda}. \quad [U]$$

Как показывает эта формула, предельная эффективная длина волны при температуре T есть длина волны центра тяжести кривой, получаемой, если по оси ординат отложены $b_{\lambda T}^\circ \cdot V_\lambda \cdot \tau_\lambda$, а по оси абсцисс λ^2).

Для получения λ_T можно начертить вышеупомянутую кривую и определить центр тяжести ее с помощью планиметра. Гораздо более удобно

¹⁾ В дальнейшем мы будем обозначать через λ_T предельную эффективную длину волны при температуре T и через $\lambda_{T_1 T_2}$ — эффективную длину волны, соответствующую переходу от T_1 к T_2 .

²⁾ Foote, Bur. Stand. Bull., 12, 484 (1916).

³⁾ Значения $b_{\lambda T}^\circ$ и V_λ , которые входят в вычисление, можно заимствовать из табл. 61 и 72. Можно брать также относительные значения $b_{\lambda T}^\circ$, даваемые табл. 63.

рассматривать спектральные участки шириной $\Delta\lambda = 5$ мμ и образовать отношение сумм:

$$\sum b_{\lambda T}^{\circ} V_{\lambda T} \quad \text{и} \quad \sum b_{\lambda T}^{\circ} \cdot \frac{1}{\lambda} \cdot V_{\lambda T}.$$

Вычисление можно расположить подобно тому, как это указано выше (§ 131).

Следует заметить, что предельная эффективная длина волны, полученная указанным образом, отличается от длины волны центра тяжести кривой видимости, которую мы чертили выше. Действительно, надо трансформировать кривую рис. 54, деля ее ординаты на λ , что приводит к смещению центра тяжести к коротким длинам волн; впрочем, на практике это смещение незначительно¹⁾.

Уравнение [U], определяющее предельную длину волны λ_T , применимо также и для света, испускаемого телом, цветная температура которого есть T . Если черное тело при температуре T заменить телом такой же цветной температуры, то дело сведется к умножению числителя и знаменателя формулы [U] на ϵ_c [цветная испускательная способность тела при температуре T (§ 94)]. Эффективная длина волны при этом не изменится.

136. Дискуссия. Влияние факторов видимости глаза. Применение цветных стекол в пирометрии очень часто подвергалось критике. В частности, указывалось, что применяемая при стеклах спектральная полоса обладает заметной шириной, вследствие чего возникает значительная неопределенность в величине, которую надо приписать эффективной длине волны.

Если применяемое стекло тщательно изучено и его спектральная пропускательность хорошо известна, то предшествующие вычисления можно выполнить с достаточной точностью. Один источник ошибок, впрочем, все-таки остается; он зависит от изменения факторов видимости глаза при переходе от одного наблюдателя к другому.

Исследуем значение этого изменения. Мы приведем результаты, относящиеся к красному стеклу F 4512, опираясь на числа, недавно измеренные Гофманом²⁾ для этого стекла. Вычисляя, как это делает Гофман, предельную эффективную длину волны этого стекла при 1100° C, исходя из факторов видимости, фигурирующих в таблицах автора, получим $\lambda_c = 0,6517 \mu$. Мы выполнили те же самые вычисления, пользуясь факторами видимости, даваемыми Гибсоном и Тиндаллем (§ 15) (табл. 72) для среднего глаза, и нашли $\lambda_c = 0,6525 \mu$. Вводя числа той же таблицы, относящиеся к глазу, наиболее чувствительному к красному цвету (последняя колонка), получаем: $\lambda_c = 0,6547 \mu$. Разница между этими двумя последними значениями не может считаться ничтожной.

При измерении оптическим пирометром источника с температурой 1900° K при помощи вращающегося сектора ($\tau = \frac{1}{100}$) окажется, что разность отсчетов, выполняемых обоими наблюдателями, превзойдет 1°

¹⁾ Можно найти сравнительные значения, относящиеся к другому стеклу (F 2745), в работе F o o t e, Bur. Stand. Bull., 12, 491 (1916). Смещение не превосходит 10 Å.

²⁾ H o f f m a n n, Zts. f. Phys., 17, 6 (1923).

(табл. 28bis). Для температур более высоких расхождение делается более значительным (около $2^{\circ},5$ для источника при 2500°K и том же секторе). Заметим, впрочем, что выбрали крайний случай глаза, наиболее чувствительного к красному свету из всех 300 исследованных Гибсоном и Тиндаллем наблюдателей. В обычной практике расхождения между отдельными наблюдателями должно быть значительно меньше. Другой способ исследовать вопрос о влиянии глаза состоит в промерах одного и того же источника многими наблюдателями и контроле согласия этих наблюдений. Мы приводим в табл. 32 результаты, указываемые Форсайтом ¹⁾ для 4 наблюдателей, кривые видимости которых отличались значительно друг от друга: два первые — очень чувствительны к синему, четвертый — очень чувствителен к красному свету.

Таблица 32. Значения отклонений (в градусах), полученные различными наблюдателями при одном и том же пирометрическом измерении (в красных лучах около $0,665\mu$).

Отклонения вычислены по отношению к среднему. Примененный источник имел температуру около 2500°K .

Упомянутое красное стекло	Наблюдатели	Примененная радирующая система		
		Вращающийся сектор с углом 2°	Абсорбирующее стек- ло No 1 (Corning)	Абсорбирующее стек- ло (Lena)
Иенское стекло F 4512, тол- щина 6 мм	I.A.V.	$-1^{\circ},5$	-1°	$-0^{\circ},5$
	K.H.M.	$+1^{\circ},5$	$+2^{\circ}$	$-0^{\circ},5$
	W.E.F.	$+1^{\circ},5$	-2°	$-0^{\circ},5$
	A.G.W.	$-1^{\circ},5$	0°	$+0^{\circ},5$
Красное стекло Корнинг 50%	I.A.V.	$+1^{\circ}$	0°	—
	K.H.M.	$+1^{\circ}$	$+1^{\circ}$	—
	W.E.G.	$+1^{\circ}$	-1°	—
	A.G.W.	-2°	0°	—

Согласие, как видно, очень удовлетворительное. Расхождения, которые, по видимому, не систематичны, лежат в пределах обычных фотометрических ошибок.

Заметим, кроме того, что две последние серии измерений доказывают не только идентичность λ_e для различных наблюдателей, но также и идентичность значений τ для примененных абсорбирующих стекол (§ 154).

Принимая, однако, во внимание точность, которой можно достигнуть ныне с превосходным пирометром с исчезающей нитью, надо признать, что вычисленные выше отклонения могут повлечь за собою небольшие систематические расхождения в отсчетах различных наблюдателей. Это указание не имеет, очевидно, значения, если все измерения выполнены одним и тем же наблюдателем, который сам измерил эффективную длину волны применяемого фильтра.

¹⁾ Forsythe, *Astroph. J.*, 49, 237 (1919); Symposium, стр. 310.

При измерениях очень высокой точности предпочтительно, по возможности, применять спектропрометрическую установку, которая представляет полную гарантию в указанном отношении (§ 145).

137. Изменения эффективной длины волны красного стекла. Соотношение между λ_{T_2} , λ_{T_1} и λ_{T_0} . Мы воспроизвели на рис. 58 изменения эффективной длины волны красного стекла, исследованного Форсайтом¹⁾ [прежнее иенское стекло F 4512, толщина 6,8 мм, спектральная пропускательность которого легко может быть найдена на основании кривой A (рис. 53)]. Кривая A, например, позволяет определить длину волны для экстраполяции от 1300°K к другим температурам, отложенным на оси абсцисс. Пример: $\lambda_{1800,600} = 665,5 \text{ мμ}$. Точно так же применяют кривые B, C и D для экстраполяции от температур,

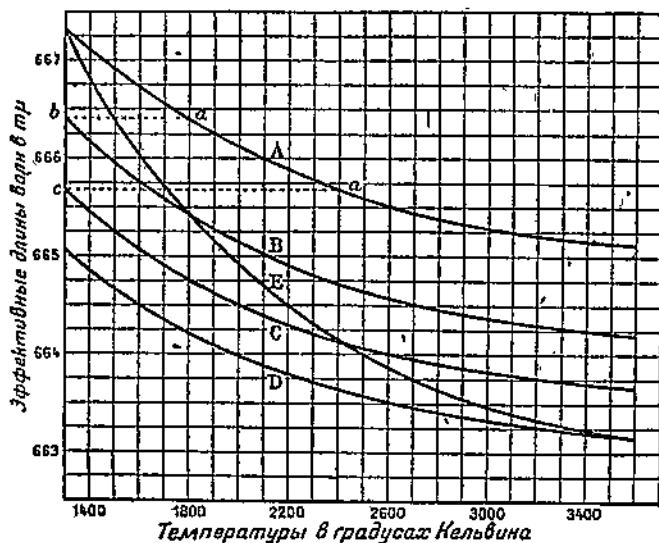


Рис. 58. Эффективные длины волн красного стекла (иенское F 4512 толщиной 6,8 мм), спектральная пропускательность которого может быть получена на основании рис. 53

A— λ_e	для экстраполяции от	1300°K	к другим температурам;
B— λ_e	>	1800°K	>
C— λ_e	>	2400°K	>
D— λ_e	>	3600°K	>
E	—определенные эффективные длины волн.		

равных соответственно 1800, 2400 и 3600°K. Если необходимо экстраполировать от температуры, для которой не начерчено соответствующей кривой (например, от 1600°K), то берут соответствующую точку на кривой E, проводят мысленно экстраполяционную кривую, проходящую через эту точку, и находят на ней точку, абсцисса которой равна экстраполированной температуре.

¹⁾ Forsythe, J. Opt. Soc. Amer., 4, 322 (1920); ib., 10, 21 (1925).

Пример: от 1600 к 2600°K получаем: $\lambda_e = 664,8$ мр. Кривая E дает предельные эффективные длины волн (λ_e) для различных температур¹⁾. Следует теперь же отметить, что уравнение, которое определяет эффективную длину волны при экстраполяции от T_0 к T (§ 128) дает, то же самое значение λ_e при экстраполяции от T к T_0 . Другими словами, две точки a и b (на кривых 1300 и 1800°K) должны находиться на одной и той же горизонтали, т. е. соответствовать одной и той же λ_e . То же имеет место для точек a' и c .

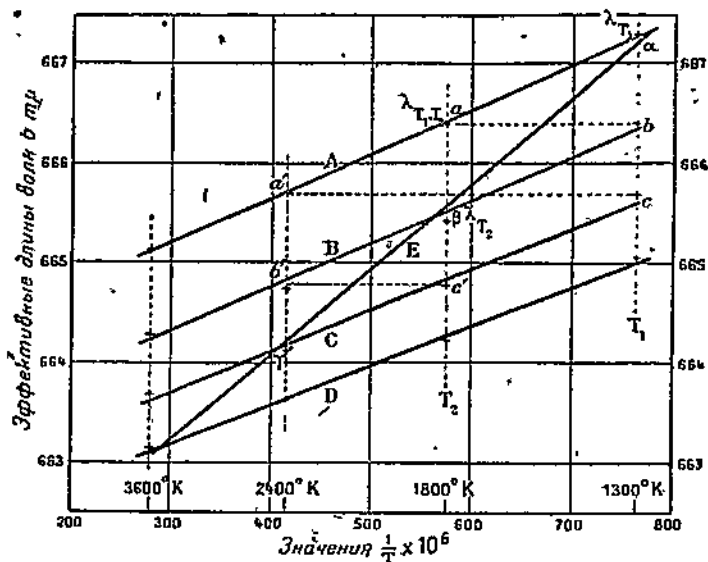


Рис. 59. Эффективные длины волн красного стекла (пенское F 4512, толщина 6,8 мм в функции $\frac{1}{T}$ (T — температура по абсолютной шкале).

Все кривые рис. 58 сильно напоминают гиперболы, и мы можем попытаться представить их, откладывая по оси абсцисс не T , а $\frac{1}{T}$. Рис. 59 показывает, что при таком построении кривые A , B и C представляются почти параллельными прямыми, что значительно облегчает проведение новых экстраполяционных кривых. Отметим опять, что точки a и b , a' и c должны обязательно находиться на горизонтальных прямых²⁾.

1) Для всех цветных стекол λ_e уменьшается по мере увеличения T вследствие смещения максимума пропускания черного тела к коротким длинам волн.

2) Фул [Bux. Stand. Bull., 72, 491 (1916)] уже отмечал, что кривые λ_e для красного стекла F 2745 довольно точно выражаются соотношением: $\lambda_e = a + \frac{b}{T}$.

См. также Hoffman и Zis. f. Phys., 17, 8 (1923).

3) Кривые A , B рис. 59 получаются, практически, путем параллельного сдвига одной из этих кривых вдоль оси ординат. Можно, впрочем, геометрически доказать, что, если три кривые A , B , C рис. 59 суть прямые линии, то условие, что a и b , a' и c , b' и c' лежат попарно на горизонтальных прямых, влечет за собой параллельность A , B и C .

В пределе, когда A и B могут рассматриваться как параллельные прямые, условие, что a и b имеют одинаковые ординаты, приводит к соотношению:

$$\lambda_{T_1 T_2} = \frac{\lambda_{T_1} + \lambda_{T_2}}{2}. \quad [V]$$

На кривых для зеленого и фиолетового стекол, приводимых ниже (рис. 67 и 68), можно будет убедиться, что это соотношение оправдывается также и для этих двух стекол (§ 147), так что его можно считать вполне общим.

Итак, для цветного стекла, пропускающего довольно узкий спектральный участок¹⁾, имеем окончательно:

$$\lambda_T = \lambda_0 + \frac{b}{T} \quad [W]$$

и

$$\lambda_{T_1 T_2} = \lambda_0 + \frac{b}{2} \left(\frac{1}{T_1} + \frac{1}{T_2} \right). \quad [V]$$

Мы приводим в табл. 33 в качестве примера наблюдаемые и вычисленные значения для λ_T и $\lambda_{T_1 T_2}$ для красного стекла, исследованного Форсайтом (рис. 58, толщина 6,8 мм), полагая $\lambda_0 = 6608 \text{ \AA}$, $b = 0,083 \cdot 10^6$:

$$\lambda_T = 6608 + 0,083 \left(\frac{1}{T} \cdot 10^6 \right)^2.$$

Таблица 33. Сравнение экспериментальных значений эффективных длин волн красного стекла (F 4512, толщина 6,8 мм), исследованного Форсайтом, со значениями, вычисленными по формуле:

$$\lambda_{T_1 T_2} = 6608 + 0,0415 \left(\frac{1}{T_1} + \frac{1}{T_2} \right) \cdot 10^6$$

(Длины волн выражены в ангстремах: $1 \text{ \AA} = 10^{-8} \text{ см}$.)

T	λ_T			T ₁	T ₂	$\lambda_{T_1 T_2}$		
	Наблюд.	Вычисл.	Разность			Наблюд.	Вычисл.	Разность
1300	6673	6672	+1	1300	1800	6664	6663	+1
1800	6654,5	6654	+0,5	1300	2400	6657	6657	0
2400	6641	6642,5	-1,5	1800	3600	6651	6651,5	-0,5
3600	6631,5	6631	-0,5	1800	2400	6647	6648,5	-1,5
—	—	—	—	1800	3600	6642	6642,5	-0,5

Согласие очень удовлетворительное. Разности для всех интервалов температур, простирающихся от 1300 до 3600° K, нигде не превосходят

1) В интересной работе Хеннинга [Henning, Zts. f. Phys., 30, 285 (1924)] приводятся аналогичные формулы, куда, однако, входит $\frac{1}{\lambda}$. Формулы, предлагаемые здесь, более удобны для приложений и не менее точны.

2) Значения $\frac{1}{T} \cdot 10^6$ даны в табл. 64 в конце книги.

1,5 Å — величину, значительно меньшую, чем ошибки, совершаемые при прямом определении эффективной длины волны.

Мы приводим также (в табл. 34), данные по проверке предшествующих формул для другого стекла (Н 4512) с несколько иной абсорбцией (рис. 70), исследованного Гофманом¹⁾. Мы вернемся, впрочем, ниже к сравнительному изучению различных стекол и к значению их коэффициентов b (см. § 147).

Таблица 34. Сравнение между экспериментальными значениями эффективных длин волн красного стекла (Н 4512, толщина 3 мм), исследованного Гофманом, и значениями, вычисленными по формуле:

$$\lambda_{T_1 T_2} = 6433,5 + 0,057 \left(\frac{1}{T_1} + \frac{1}{T_2} \right) \cdot 10^6$$

$T_1 = 1400^\circ \text{K}$	$\lambda_{T_1 T_2}$ (в Å)		
	Наблюд.	Вычисл.	Разность
T_2			
1400° K	6517	6516,5	+0,5
2000° K	6504	6504	0
2300° K	6500	6500,5	-0,5
3300° K	6493	6492,5	+0,5
4300° K	6489	6488,5	+0,5

Предшествующие формулы, в частности соотношение [V'], дают возможность получить все эффективные длины волн $\lambda_{T_1 T_2}$ цветного стекла, исходя из значений λ_T (предельной длины волны при температуре T_0), определенных для этого стекла.

Следует, во всяком случае, отметить, что прямое экспериментальное определение $\lambda_{T_1 T_2}$ (§ 133 и 134) не требует знания кривой пропускания цветного стекла; с другой стороны, если известна кривая пропускания такого стекла, то вычисление λ_T по формуле Фута (§ 135) представляет то преимущество, что достаточно начертить только одну кривую видимости, тогда как вычисление $\lambda_{T_1 T_2}$ требует нахождения отношения площадей двух кривых видимости.

138. Влияние толщины цветного стекла. Увеличение толщины красного стекла, пропускающего крайний красный конец спектра, сопровождается смещением, как это нетрудно понять, λ_T к более длинным волнам (рис. 53); для фиолетового конца — имеет место обратное.

Вычисление показывает, что изменение толщины цветного стекла²⁾ равноценно прибавлению или отнятию одной и той же величины ко всем эффективным длинам волн; другими словами, это изменение заставляет все кривые, аналогичные кривым рис. 58, переместиться параллельно

¹⁾ Hofmann, Zts. f. Phys., 17, 8 (1923).

²⁾ Предполагается, во всяком случае, что толщина стекла остается достаточной, так что пропускаемый им спектральный участок не перестает быть довольно узким (не превосходит 100 мμ).

самим себе вдоль оси ординат на одну и ту же величину. Мы собрали на одном графике (рис. 60) кривые, дающие предельные эффективные длины волн красных стекол F 4512 и F 2745 для разных толщин¹⁾. Резюмируя предшествующие строки, можно сказать, что предельная эффективная длина волны λ_T для толщины e данного стекла представляется соотношением:

$$\lambda_T = \lambda_0 + \frac{b}{T},$$

а для того же стекла толщины e' имеем:

$$\lambda_T' = \lambda_0' + \frac{b}{T},$$

т. е. изменяется только значение длины волны λ_0 .

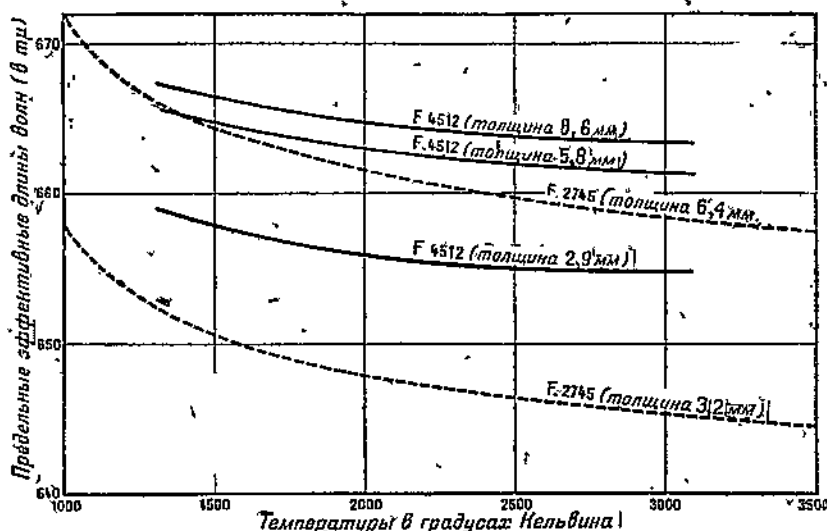


Рис. 60. Предельные эффективные длины волн для различных красных стекол (F 4512, F 2745) в функции толщины.

Данные относятся к стеклу F 4512 прежней марки, см. рис. 53.

Во всяком случае, кажется затруднительным дать общие правила относительно зависимости λ_0 от применяемой толщины e . Рис. 60 дает представление об изменении λ_0 с e для двух стекол: F 4512 и F 2745.

139. Влияние температуры цветного стекла на его эффективную длину волны. Известно, что кривая абсорбции цветных стекол модифицируется при изменении температуры стекла. Важно исследовать,

¹⁾ Значения, относящиеся к F 2745, заимствованы у Foote, Bur. Stand. Bull., 12, 490 (1915). Данные, касающиеся F 4512, толщины 6,8 мм, найдены Forsythe, J. Opt. Soc. Amer., 10, 21 (1925); для толщины 5,8 мм — соответствующие числа приводятся Hyde, Cady and Forsythe, Astroph. J., 42, 294 (1915). Мы сами вычислили значения, относящиеся к толщине 2,9 мм.

в каких пределах эта модификация кривой абсорбции влечет заметное на практике изменение эффективной длины волн.

Хайд, Кэди и Форсайт¹⁾ произвели такое исследование для красного стекла F 4512. Рис. 61 дает две кривые пропускания для этого стекла толщиной в 3 мм: одну, относящуюся к температуре 20° К, другую — к температуре 80° К. Кривая пропускания смещается, как видно, к большим длинам волн при возрастании температуры: смещение достигает, примерно, 10 мμ при изменении температуры на 60°.

Это вызывает увеличение эффективной длины волны приблизительно на 7 мμ²⁾, т. е. увеличение $\Delta\lambda_e = 1\text{ мμ}$ (приблизительно) при возрастании температуры стекла на 10°³⁾.

140. Сравнение эффективных длин волн двух различных фильтров. Представляет интерес сравнить эффективные длины волн двух различных светофильтров. Это сравнение приобретает особое значение, если один из светофильтров предварительно тщательно изучен и желательно быстро получить значения эффективных длин волн для другого.

Обращаясь к уравнению, служившему для определения эффективной длины волны λ_e цветного стекла, для экстраполяции между T_0 и T , имеем (§ 128):

$$\lg \frac{L}{L_0} = \frac{C_2}{\lambda_e} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right),$$

где L и L_0 — количества света, пропускаемые сквозь фильтры, если источником служит черное тело, температура которого равна соответственно T и T_0 .

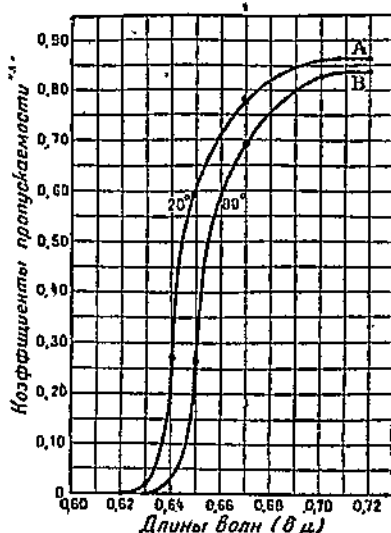


Рис. 61. Изменение спектральной пропускности красного стекла (F 4512, толщина 3 мм) с температурой стекла.

A — кривая пропускности стекла при 20° С; B — кривая, относящаяся к 80° С

1) Hyde, Cady and Forsythe, *Astroph. J.*, 42, 294 (1915).

2) Чтобы проконтролировать это изменение, Хайд, Кэди и Форсайт измерили при помощи пирометра, скомбинированного с вращающимся сектором с углом в 2°, кажущуюся температуру широкого угольного волюка (1900° К), последовательно при температуре красного стекла в 20 и 80° С. Они нашли уменьшение на 5° в температуре, отсчитываемой по пирометру.

3) В недавней появившейся работе Fairchild, Hoover and Peters, *Bur. Stand. J. Research*, 2, 951 (1929) можно найти кривые пропускности и значения изменений λ_e , относящиеся к красному стеклу Corning. H. T. 3 мм.

Выполняя измерения отношения $\frac{L}{L_0}$ последовательно для известного фильтра a и неизвестного фильтра (x), найдем:

$$\lg\left(\frac{L}{L_0}\right)_a = \frac{C_2}{(\lambda_e)_a} \cdot \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T}\right) \text{ и } \lg\left(\frac{L}{L_0}\right)_x = \frac{C_2}{(\lambda_e)_x} \cdot \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T}\right),$$

откуда, деля почленно:

$$\frac{(\lambda_e)_x}{(\lambda_e)_a} = \frac{\lg\left(\frac{L}{L_0}\right)_a}{\lg\left(\frac{L}{L_0}\right)_x}, \quad [X]$$

соотношение, которое дает $(\lambda_e)_x$, если предварительно было определено $(\lambda_e)_a$ ¹⁾. Отметим теперь же, что это соотношение вполне общее и может быть приложено к двум каким угодно фильтрам, лишь бы в качестве источников было применено черное тело. Мы получаем, таким образом, отношение двух эффективных длин волн для экстраполяции между T_0 и T ²⁾.

Измерение двух отношений $\frac{L}{L_0}$ выполняется при помощи оптического пирометра следующим образом (см. рис. 51, § 128). Черное тело подерживают при температуре T_0 , очень постоянной; определяют токи i_a и i_x , необходимые для установления фотометрического равновесия нити и изображения черного тела, при наблюдении пирометром с соответствующими фильтрами a и x ; доводят затем черное тело до новой температуры T , также весьма постоянной, и, установив вновь при фильтре a ток в нити равным i_a , уравнивают яркость нити и изображения черного тела при помощи вращающегося сектора с переменным углом. Нужный для этого коэффициент пропускания сектора и даст отношение $\left(\frac{L}{L_0}\right)_a$. Установив затем в нити ток, равный i_x , выполняют аналогичное измерение с фильтром x и определяют таким образом $\left(\frac{L}{L_0}\right)_x$.

Нетрудно дать себе отчет в необходимости действовать указанным образом: действительно, необходимо, чтобы при измерении двух отношений температура T_0 (равно как и T) была точно воспроизводима³⁾.

Предшествующие измерения могут быть значительно облегчены, если в качестве источника пользоваться вместо черного тела лампой нака-

¹⁾ Это соотношение приводится у Forsythe, Symposium on pyrometry, стр. 299 (1920).
²⁾ Langmuir, Phys. Rev., 6, 46 (1915) предложил метод, состоящий в следующем: по оси абсцисс откладывают логарифмы потоков, посылаемых сквозь первый экран черным телом при различных температурах T , а по оси ординат — логарифмы потоков, посылаемых сквозь второй экран при тех же температурах. Полученная прямая имеет угловой коэффициент, равный отношению эффективных длин волн обоих экранов. Так как каждая из этих длин волн меняется с температурой, то этот метод дает, очевидно лишь приближенное значение интересующего нас отношения.

³⁾ Токи i_a и i_x должны быть также тщательно измерены при помощи потенциометри (§ 192).

ливания с плоской вольфрамовой нитью (гл. XIX), причем T_0 и T представляют цветные температуры ламп для двух различных режимов. Если обозначить через ε_0 и ε цветные испускательные способности такой лампы для цветных температур T_0 и T , то отношение двух световых потоков L и L_0 , пронизывающих данное стекло, выразится формулой:

$$\frac{L}{L_0} = \frac{\varepsilon \int_0^{\infty} b_{\lambda T} V_{\lambda} \cdot \tau_{\lambda} \cdot d\lambda}{\varepsilon_0 \int_0^{\infty} b_{\lambda T_0} V_{\lambda} \cdot \tau_{\lambda} \cdot d\lambda} = \frac{\varepsilon b_{\lambda_0}^0 T^1}{\varepsilon_0 b_{\lambda_0}^0 T_0} \quad [Y]$$

Написав аналогичные соотношения для каждого стекла и дея, по-членно, найдем (ε и ε_0 сокращаются):

$$\lg_{10} \left(\frac{L}{L_0} \right)_a = C_2 \lg_{10} e \left[\frac{1}{\lambda_x} - \frac{1}{\lambda_a} \right] \left[\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right] \quad [Z]$$

Это соотношение позволит найти λ_x , если известно λ_a ²⁾. Представляет интерес исследовать, в каких пределах соотношение [Z] совпадает с соотношением [X], относящимся к черному телу.

Образовывая неперовы логарифмы обоих крайних членов равенства [Y], написанных для каждого из стекол, и разделив полученные выражения почленно, найдем:

$$\frac{\lg \left(\frac{L}{L_0} \right)_a}{\lg \left(\frac{L}{L_0} \right)_x} = \frac{\frac{C_2}{\lambda_a} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right) + \lg \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \right)}{\frac{C_2}{\lambda_x} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right) + \lg \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \right)} = \frac{\frac{1}{\lambda_a} + \alpha}{\frac{1}{\lambda_x} + \alpha} \quad [X']$$

равенство, также позволяющее определить λ_x по данному λ_a . ³⁾

Это равенство отличается от [X] наличием поправочного члена:

$$\alpha = \frac{1}{C_2 \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right)} \lg \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} \right),$$

числителе и знаменателе второго члена.

Вычислим порядок величины этого поправочного члена: для двух температур $T_0 = 1400^\circ \text{K}$ и $T = 2400^\circ \text{K}$ найдем $\alpha = -0,17$, для $T = 1400^\circ \text{K}$ и $T = 3400^\circ \text{K}$ $\alpha = -0,25$ ³⁾. Если речь идет о двух филь-

1) λ_0 представляет здесь эффективную длину волны стекла при экстраполяции от T_0 , к T .

2) Это соотношение дано Forsythe, Symposium on pyrometry, p. 299 (1910).

3) Значения ε и ε_0 заимствуются из табл. 67. Вычисленные значения предполагают, что длины волн выражены в μ .

трах с очень близкими длинами волн (например, 0,660 μ и 0,650 μ), то соотношение $[X']$ может быть записано в виде:

$$\frac{\lambda_z}{\lambda_a} = \frac{\lg\left(\frac{L}{L_0}\right)_a}{\lg\left(\frac{L}{L_0}\right)_x} [1 - \alpha(\lambda_a - \lambda_z)].$$

Поправочный член, содержащий α , имеет значение 3,0025. Относительная ошибка, совершаемая при определении λ_z , если отбросить этот поправочный член, равняется, следовательно, $\frac{1}{400}$, т. е. превосходит 1 м. μ .

Итак, если фильтры имеют эффективные длины волн, которые отличаются больше, чем на несколько м. μ , то вычисление λ_z должно производиться на основе полной формулы $[Z]$ ¹⁾.

Грот указал ²⁾ интересный метод сравнения двух светофильтров, состоящий в следующем: наводят пирометр на лампу с лентой из вольфрама, температура которой есть T , поместив на пути вращающийся сектор с известным углом. Если θ и θ' температуры, указываемые пирометром, когда нить его уравнивается фотометрически с лампой температуры T сквозь оба цветные экрана, то разность $\theta - \theta'$ дает без труда $\lambda' - \lambda$ (§ 144). Мы отсылаем читателя за деталями к оригинальной работе.

Можно воспользоваться также очень точным методом, указанным в конце § 134.

Проблемы, в которые входит эффективная длина волны, цветного стекла.

141. Эффективная длина волны, входящая в формулу, связывающую яркостную температуру нечерного тела с его истинной температурой. Определяя яркостную температуру S_λ нечерного тела для радиации λ (§ 57), мы писали, что спектральная яркость тела (истинной температуры T) для радиации λ равна яркости черного тела температуры S_λ . Это определение привело нас к соотношению:

$$b_{\lambda T} = b_{\lambda S_\lambda} \quad \text{или} \quad \frac{1}{S_\lambda} - \frac{1}{T} = \frac{\lambda}{c_2} \operatorname{colg} \epsilon_\lambda. \quad [a]$$

В случае цветного стекла важно найти эффективную длину волны, которая должна быть принимаема как в первой, так и во второй из этих формул. Этот вопрос представляет особый интерес при измерении

¹⁾ Если λ_z и λ_a сильно отличаются друг от друга (например, красный и фиолетовый светофильтры), то цветные температуры T_a и T лампы должны быть известны весьма точно. Повидимому, в этом случае предпочтительнее пользоваться в качестве источника черным телом.

²⁾ De Groot, Rev. Opt., 3, 57 (1929). Метод имеет некоторую аналогию с методом, указанным в ссылке к § 139.

мономатической испускательной способности тела или при сравнении показаний, даваемых двумя различными пирометрами, наведенными на одно и то же нечерное тело.

Когда мы говорим, что измеряем при помощи пирометра яркостную температуру S , то это равносильно утверждению, что суммарный световой поток, пронизывающий цветное стекло и имеющий источником нечерное тело температуры T , равен потоку, проходящему через то же самое стекло, от черного тела температуры S . Иначе, имеем равенство:

$$\int_0^{\infty} b_{\lambda T_c}^{\circ} V_{\lambda} \tau_{\lambda} d\lambda = \int_0^{\infty} b_{\lambda S}^{\circ} V_{\lambda} \tau_{\lambda} d\lambda.$$

Обозначив через ε_c цветную испускательную способность тела при температуре T , можем выразить первый из этих потоков через:

$$\varepsilon_c \int_0^{\infty} b_{\lambda T_c}^{\circ} V_{\lambda} \tau_{\lambda} d\lambda,$$

где T_c обозначает цветную температуру тела. Кроме того, согласно определению ε_c (§ 94), имеем (для любого λ):

$$b_{\lambda T} = \varepsilon_c \cdot b_{\lambda T_c}^{\circ}.$$

Из двух предшествующих равенств выводим без труда:

$$\frac{\int_0^{\infty} b_{\lambda S}^{\circ} V_{\lambda} \tau_{\lambda} d\lambda}{\int_0^{\infty} b_{\lambda T_c}^{\circ} V_{\lambda} \tau_{\lambda} d\lambda} = \left| \frac{b_{\lambda T}}{b_{\lambda T_c}^{\circ}} \right| \quad [b]$$

(для любого λ), ибо каждое из этих отношений равно ε_c .

Но мы видели, что эффективная длина волны λ_e должна быть выбрана таким образом, чтобы

$$b_{\lambda_e T} = b_{\lambda_e S}^{\circ}.$$

Или, деля обе части этого равенства на $b_{\lambda_e T_c}^{\circ}$ и вставляя второе отношение вместо первого в правую часть равенства [b], найдем:

$$\frac{\int_0^{\infty} b_{\lambda S}^{\circ} V_{\lambda} \tau_{\lambda} d\lambda}{\int_0^{\infty} b_{\lambda T_c}^{\circ} V_{\lambda} \tau_{\lambda} d\lambda} = \frac{b_{\lambda_e S}^{\circ}}{b_{\lambda_e T_c}^{\circ}}. \quad [c]$$

Мы имеем здесь уравнение, определяющее эффективную длину волны между S и T_c (§ 128); другими словами, *эффективная длина волны, которую следует применять в формуле, дающей яркостную температуру нечерного тела, есть эффективная длина волны, соответствующая*

ция экстраполяции между яркостной температурой S и цветной температурой T_c тела¹⁾.

Может случиться, что нечерное тело, которое мы визируем, не имеет единой цветной температуры на всем протяжении спектра; в таком случае следует рассматривать цветную температуру (которую можно определить во всех случаях) для узкого спектрального участка, пропускаемого окрашенным стеклом.

В пирометрической практике приходится при высоких температурах измерять цветную температуру нечерного тела при помощи пирометра, снабженного цветным фильтром и поглощающим стеклом. Рассмотрим, какова в этом случае эффективная длина волны, к которой нужно относить яркостную температуру. Обозначим через S температуру, соответствующую тому, отсчитываемому по прибору, снабженному поглощающим стеклом. По этой температуре можно определить температуру S' , пользуясь градуировкой, выполненной по черному телу. S' есть значение, которое приписывается яркостной температуре источника. Назовем через T' истинную температуру источника и через T'_c его цветную температуру. Равенство потоков, соответствующее отсчету S , позволяет написать:

$$\int b_{\lambda T'} \cdot V_{\lambda} \tau_{\lambda} \tau'_{\lambda} d\lambda = \int b_{\lambda S} V_{\lambda} \cdot \tau_{\lambda} d\lambda.$$

Переход от S к S' соответствует равенству:

$$\int b_{\lambda S'} \cdot V_{\lambda} \tau_{\lambda} \tau'_{\lambda} d\lambda = \int b_{\lambda S} V_{\lambda} \tau_{\lambda} d\lambda.$$

Можно приравнять первые члены этих равенств и повторить все вычисления, сделанные выше, заменяя S и T_c через S' и T'_c и умножая под всеми знаками интегралов коэффициент пропускемости τ_{λ} цветного стекла на коэффициент пропускемости τ' поглощающего стекла. Мы получим окончательно следующее равенство (см. равенство [c]):

$$\frac{\int_0^{\infty} b_{\lambda S'} V_{\lambda} \cdot \tau_{\lambda} \cdot \tau'_{\lambda} d\lambda}{\int_0^{\infty} b_{\lambda T'_c} V_{\lambda} \tau_{\lambda} \tau'_{\lambda} d\lambda} = \frac{b_{\lambda S'}}{b_{\lambda T'_c}}. \quad [d]$$

Иными словами, нужно брать эффективную длину волны между S' и T'_c ; но эта эффективная длина волны должна быть взята для совокупности, состоящей из цветного и поглощающего стекол²⁾. Прямое

1) Это положение было доказано Forsythe, Phys. Rev., 10, 385 (1917), Symposium on pyrometry, стр. 304, 1920, Доказательство, которое мы приводим здесь, кажется нам несколько более простым, чем доказательство автора.

2) Ribaud, Rev. Opt., 8, 153 (1929). Эта эффективная длина волны отлична от той, к которой приходят при экстраполяции от одной температуры к другой (§ 129). Foote, Bur. Stand. Bull., 12, 483 (1916), рассматривал уже эту длину волны, не указывая точно на ее применение в интересующем нас случае. Гофман [Hoffman, Zts. f. Phys., 17, 1 (1923)] также рассматривал ее, но для случая экстраполяции от одной температуры к другой, случая, для трактовки которого лучше применить метод, указанный нами выше (§ 129).

измерение эффективной длины волны указанной совокупности выполняется так же, как и для одного цветного стекла (§ 134). Вычисление λ_e можно выполнить также, если известны кривые пропускания цветного и поглощающего стекол; при этом в вычислениях, указанных выше (§§ 131 и 135), надо заменить коэффициент τ_λ через $\tau_\lambda \cdot \tau_\lambda'$.

Заметим теперь же, что если бы τ_λ' было независимым от λ , то определение λ_e , даваемое равенством [d], было бы идентично с определением, даваемым равенством [c], иначе говоря, все происходило бы так же, как если бы поглощающего стекла не имелось вовсе. Это имеет, например, место, когда вместо поглощающего стекла применяют вращающийся сектор для редуцирования, позволяющего непосредственно измерять яркостную температуру S' при помощи эталонной пилы.

142. Эффективная длина волны комбинации цветного и поглощающего стекол, приклеенной при измерениях яркостных температур нечерного тела. Вернемся к равенству [d], которое служит для определения эффективной длины волны в рассматриваемом случае. Называя через $\tau_{T'}$ и $\tau_{S'}$ суммарные коэффициенты пропускания нейтрального стекла при температурах источника T' и S' , мы можем написать предшествующее равенство [d] в форме:

$$\frac{\tau_{S'} \int b_{\lambda S'}^\circ V_\lambda \tau_\lambda \cdot d\lambda}{\tau_{T'} \int b_{\lambda T'}^\circ V_\lambda \tau_\lambda \cdot d\lambda} = \frac{b_{\lambda_e S'}^\circ}{b_{\lambda_e T'}^\circ}.$$

Если бы $\tau_{S'} = \tau_{T'}$, то эффективная длина волны (λ_e'), определяемая этим равенством, была бы та же самая, как и в отсутствие поглощающего стекла (λ_e). В действительности же $\tau_{S'}$ и $\tau_{T'}$ отличаются на небольшую величину $\Delta\tau$; из предшествующего соотношения нетрудно получить:

$$\frac{\lambda_e' - \lambda_e}{\lambda_e} = \frac{\Delta\tau}{\tau \cdot \operatorname{colg} \varepsilon_e}. \quad [e]$$

Для нейтральных стекол, изучением которых мы займемся позже (§ 154), $\tau_{S'}$ больше, чем $\tau_{T'}$; отсюда следует, что λ_e' больше, чем λ_e . Например, для вольфрама при переходе от $S' = 2300^\circ \text{K}$ к $T' = 2600^\circ \text{K}$ $\frac{\Delta\tau}{\tau}$ равно приблизительно $1/20$; отсюда следует, что относительное увеличение λ_e , получающееся вследствие добавления нейтрального стекла (7839) с коэффициентом пропускания, равным $1/100$, достигает $1/200$; это изменение невелико, но все же заметно, (от 20 до 30 Å). Оно было бы в 2 или 3 раза больше, если применять несколько более селективное (не вполне нейтральное) стекло, например конское стекло 3815.

Ошибка ΔS , которую совершают, принимая λ_e вместо λ_e' , может быть выражена;

$$\frac{\Delta S}{S^2} = \frac{\lambda}{C_2} \cdot \frac{\Delta\tau}{\tau};$$

для рассмотренного выше случая, $\Delta S = 1^\circ$, ошибка, которую нельзя считать ничтожной, если принять во внимание точность, получаемую в современных пирометрических измерениях.

143. Различные яркостных температур тела, определяемых при помощи двух пирометров, эффективные длины волн которых не совпадают¹⁾. Пусть λ_1 и λ_2 — эффективные длины волн двух пирометров, S_1 и S_2 — две яркостные температуры, измеренные этими двумя пирометрами, проградированными, разумеется, по черному телу, и T_c — цветная температура изучаемого тела.

Выше (§ 88) мы установили соотношение:

$$\frac{1}{\lambda_1 S_1} - \frac{1}{\lambda_1 T_c} = \frac{1}{\lambda_2 S_2} - \frac{1}{\lambda_2 T_c},$$

которое можно написать в виде:

$$\frac{1}{S_2} - \frac{1}{S_1} = \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_1} \left(\frac{1}{S_1} - \frac{1}{T_c} \right).$$

Если мы предположим сверх того, что λ_1 и λ_2 мало отличаются друг от друга, то можно написать:

$$\Delta S = - \frac{\Delta \lambda}{\lambda} \frac{(T_c - S) S}{T_c}.$$

Рассмотрим предельный случай, относящийся к вольфраму: $S = 3000^\circ \text{K}$. Тогда $T_c = 3600^\circ \text{K}$. Если мы предположим $\lambda_2 = 0,665 \mu$, $\lambda_1 = 0,660 \mu$, то найдем разность: $S_2 - S_1 = -3^\circ,8$.

Для $S = 2000^\circ \text{K}$ разность была бы лишь $1^\circ,5$ [она пропорциональна S^2 и $\Delta \lambda^2$].

На практике этой разностью можно обычно пренебречь; впрочем, для каждого частного случая она может быть учтена.

Предыдущие вычисления сохраняют также силу и для случая, когда желают проградировать пирометр, визируя им пластинку нечерного тела и наблюдая одновременно эту пластинку при помощи другого пирометра, предварительно проградированного по черному телу, причем эффективные длины волн пирометров могут быть слегка различны.

144. Изменение в температуре, указываемой пирометром, происходящее при перемене цветного стекла прибора. Этот случай довольно близок к предыдущему; нам кажется все-таки не лишним точно указать, каким образом исследуется эта проблема.

¹⁾ Согласно предыдущему предполагается, что речь идет об эффективных длинах волн, относящихся к совокупности: двойное стекло — абсорбирующее стекло, для случая, когда инструмент обладает селективно абсорбирующим стеклом.

²⁾ К тем же результатам придет, дифференцируя уравнение [F'] § 94; имеем непосредственно:

$$- \frac{dS}{S^2} = \frac{\text{colg } \epsilon_c}{C_2} d\lambda,$$

где ϵ_c представляет собою цветную испускательную способность рассматриваемого тела,

а) Визируют черное тело, не помещая на пути лучей никакой редуцирующей системы. Если нить, применяемая в приборе, представляет собою черное тело ¹⁾ и если можно пренебречь абсорбцией света в объективе и в стекле баллона ²⁾, то при установлении фотометрического равновесия нить будет иметь температуру, практически идентичную с температурой визируемого черного тела, каково бы ни было применяющееся монохроматическое стекло.

Это не имеет места, если применяют, например, вольфрамовую нить. В этих условиях при установлении равновесия нить должна иметь яркостную температуру, равную температуре T визируемого черного тела, для эффективной длины волны λ , применяющегося стекла; пусть при этом T_c — цветная температура нити и ϵ_c — цветная излучательная способность ее. Равенство яркостей визируемого черного тела и нити дает:

$$e^{-\frac{C_2}{\lambda T}} = \epsilon_c e^{-\frac{C_2}{\lambda T_c}},$$

откуда непосредственно:

$$\frac{1}{T_c} - \frac{1}{T} = \frac{\lambda}{C_2} \lg \epsilon_c.$$

Если оставляют неизменным ток в нити (T_c — постоянно) и изменяют эффективную длину волны λ цветного стекла, то для получения равновесия необходимо изменение ΔT , величина которого получается при помощи дифференцирования предшествующего равенства:

$$\frac{\Delta T}{T^2} = \frac{\Delta \lambda}{C_2} \lg \epsilon_c.$$

Для $\lambda = 0,660 \mu$, $T = 2000^\circ \text{K}$, и для вольфрамовой нити ($\epsilon_c = 0,37$, $\text{colg } \epsilon_c = 1$) получаем в случае разности $\Delta \lambda = +0,006 \mu$:

$$\Delta T = -1^\circ,7.$$

С угольной нитью ($\epsilon_c > 0,80$) аналогичная поправка была бы совершенно ничтожной.

Разность $\Delta \lambda$, указавшая выше, соответствует случаю пирометра, снабженного красным стеклом (F 4512) толщиной в 6 мм если его заменить тем же стеклом половинной толщины (§ 138).

б) Визируют черное тело, помещая на пути редуцирующую систему ³⁾. Пользуясь предыдущими обозначениями и называя через τ коэффициент пропускания редуцирующей системы, имеем:

$$e^{-\frac{C_2}{\lambda T}} \tau = \epsilon_c e^{-\frac{C_2}{\lambda T_c}}$$

¹⁾ Угольная нить весьма близко выполняет это условие.

²⁾ Со всей строгостью следовало бы трактовать этот случай так же, как и следующий, причем τ означало бы коэффициент пропускания объектива и стекла баллона.

³⁾ Если эта система солектинка, то λ представляет эффективную длину волны совокупности: красное стекло — редуцирующая система.

или, логарифмируя:

$$\frac{1}{T_c} - \frac{1}{T} = \frac{\lambda}{C_2} \lg \frac{\epsilon_c}{\epsilon},$$

откуда, дифференцируя, найдем:

$$\frac{\Delta T}{T^2} = \frac{\Delta \lambda}{C_2} \lg \frac{\epsilon_c}{\epsilon}.$$

Рассмотрим случай черного тела при $T = 3000^\circ \text{K}$, $\tau = 1/100$, нить — при цветной температуре, равной приблизительно 2000°K ($\epsilon_c = 0,37$): принимая для $\Delta \lambda$ то же самое значение, как и выше, найдем: $\Delta T = +14^\circ$.

с) Визируют нечерное тело (вольфрамовая полоска), помещая на пути редуцирующую систему.

Называя через T' цветную температуру визируемого тела и через ϵ' его цветную испускательную способность, имеем:

$$\epsilon' \cdot e^{-\frac{C_2}{\lambda T'}} \cdot \tau = \epsilon_c \cdot e^{-\frac{C_2}{\lambda T_c}},$$

откуда, как и выше

$$\frac{\Delta T'}{T'^2} = \frac{\Delta \lambda}{C_2} \lg \frac{\epsilon_c}{\epsilon'}.$$

Вместо цветной температуры можно рассматривать яркостную температуру S' источника, которая является величиной, непосредственно даваемой пирометром. В этом случае мы без труда найдем соотношение

$$\frac{\Delta S'}{S'^2} = \frac{\Delta T'}{T'^2}.$$

Для $S' = 3000^\circ \text{K}$ и для $\Delta \lambda$, применявшегося выше, найдем $\Delta S' = +18^\circ$.

Можно также рассматривать температуру θ' , даваемую током в эталонной нити (без учета экстраполяции к S' , выполняемого при помощи редуцирующей системы); в таком случае получим:

$$\frac{\Delta \theta'}{\theta'^2} = \frac{\Delta S'}{S'^2},$$

откуда

$$\frac{\Delta \theta'}{\theta'^2} = \frac{\Delta \lambda}{C_2} \lg \frac{\epsilon_c}{\epsilon'} \quad (\theta' = 1800^\circ \text{K} \Delta \theta' = 6^\circ, 5).$$

При низких температурах предшествующие поправки невелики. При очень низких температурах возможно даже совершенно устранить красное стекло, не вводя сколько-нибудь заметных искажений в измерениях, как это показывают числа табл. 35, заимствованной из работы (Форсайта¹⁾).

¹⁾ Forsyth, Opt. Soc. Amer., 5, 497 (1921) (монокроматические фильтры для очень низких температур).

Таблица 35. Сравнение между температурами, даваемыми одним и тем же пирометром, снабженным красным фильтром и без него (каждое красное стекло имеет толщину 5 мм).

Отсчитываемые температуры в градусах К:		
С двумя красными стеклами $e=10$ мм	С одним красным стеклом $e=5$ мм	Без красного стекла
1801°K	1800°K	—
1404°K	1404°3K	1410°K
1280°K	1280°6K	1284°K
1217°K	1216°6K	1220°K
1141°K	1140°K	1141°3K

145. Эффективная длина волны спектропирометра. При описании первой спектропирометрической установки мы указывали на трудность точно установить длину волны, имеющей эффективное значение при измерениях (§ 125). Для второй установки вычисление может быть сделано точно¹⁾. Мы предположим, что выходной целью служит изображение входной щели (рис. 50 $d'=d$). Кривая пропускания, состоящая из двух прямых, выражается уравнением:

$$\tau = \tau_0 \left[1 + \frac{2(\lambda - \lambda_0)}{\alpha} \right],$$

где λ_0 означает длину волны центра щели, α — спектральную ширину ее, а τ_0 — коэффициент пропускания, соответствующий λ_0 .

Так как ширина щели невелика, то выражения яркости (при температурах T и T') и коэффициент видимости глаза можно разложить в ряд по степеням $(\lambda - \lambda_0)$:

$$\begin{aligned} B &= B_0 + (\lambda - \lambda_0) B_1 + (\lambda - \lambda_0)^2 B_2 + \dots \\ B' &= B'_0 + (\lambda - \lambda_0) B'_1 + (\lambda - \lambda_0)^2 B'_2 + \dots \\ V &= V_0 + (\lambda - \lambda_0) V_1 + (\lambda - \lambda_0)^2 V_2 + \dots \end{aligned}$$

Вычислим отношение $\frac{L}{E}$ световых потоков черного тела, сохраняя только члены первого порядка; найдем [§ 128, формула (Q)] $\lambda_e = \lambda_0$ для любого α . Принимая в расчет члены второго порядка, найдем отношение N потоков:

$$N = \frac{B_0' V_0 - \frac{1}{24} (B_1' V_1 + B_2' + V_2) \alpha^2}{B_0 V_0 - \frac{1}{24} (B_1 V_1 + B_2 + V_2) \alpha^2}.$$

Это отношение может быть с законным приближением написано в виде:

$$N = N_0 \left[1 + \frac{\alpha^2}{24} \left(\frac{B_1 V_1}{B_0 V_0} - \frac{B_1' V_1'}{B_0' V_0'} \right) \right],$$

¹⁾ Изложением этого параграфа я обязан Манхуссу.

и λ , дается формулой:

$$\frac{\lambda_s - \lambda_0}{\lambda_0} = -\frac{1}{\lg N} \cdot \frac{N - N_0}{N}.$$

При ширине $a = 200 \text{ \AA}$, $\lambda_0 = 6500 \text{ \AA}$, $T = 1300^\circ \text{K}$, $T' = 1800^\circ \text{K}$ найдем:

$$\lambda_s - \lambda_0 = -1/4 \text{ \AA}.$$

Поправки всегда очень невелики и, если ширина щели не превосходит $100 \text{ \AA}$, то практически ими можно пренебречь.

Выбор цветных стекол, применяемых в оптической пирометрии. Красные стекла.

146. Кривые пропускания некоторых цветных стекол. Для многих измерений в области оптической пирометрии приходится изыскивать стекла, пропускающие лишь спектральный участок небольшой ширины. Поэтому нам казалось интересным, прежде чем предпринять изучение совокупности таких стекол с точки зрения пирометрии, собрать кривые пропускания некоторых цветных стекол, способных служить почти монохроматическими фильтрами.

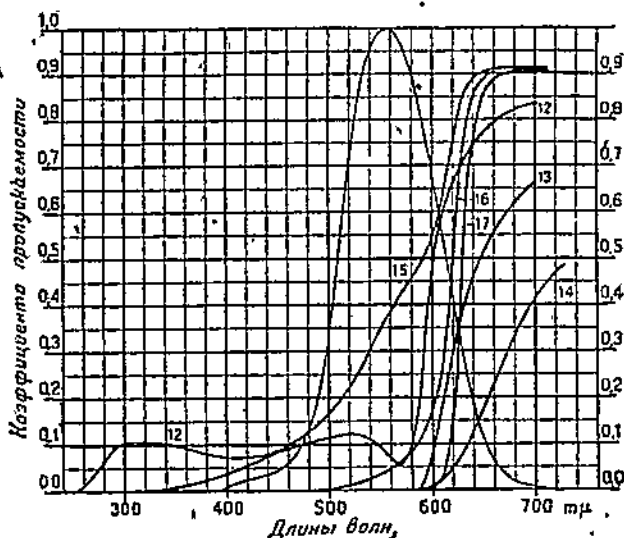


Рис. 62. Кривые пропускания различных красных стекол.

Исходное стекло 2745, кривая 12, толщина $e=0,32$ мм; 13, $e=1,03$ мм; 14, $e=2,98$ мм; исходное 4512, кривая 15, $e=0,30$ мм; 16, $e=1,02$ мм; 17, $e=2,99$ мм.

Нижеследующие рисунки заимствованы из ряда интересных публикаций американского Бюро стандартов¹⁾. Рис. 62 и 63 представляют

¹⁾ Gibson, Tyndall and McNicolas, Bur. Stand. Techn., Pap. 148 (1920). Кривая, проведенная тонкой линией на каждом рисунке, представляет собою кривую видимости среднего глаза.

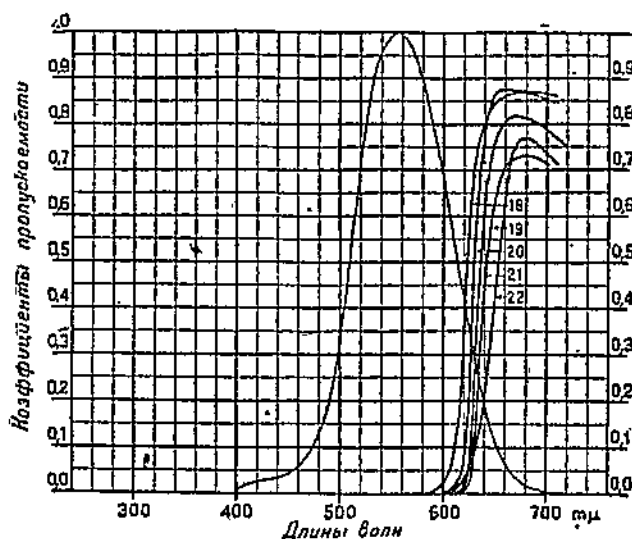


Рис. 63. Кривые пропускания различных красных стекол.

Коринт G. 24, 18, $\epsilon=0,83$ мм; 19, $\epsilon=5,97$ мм.
 Коринт Рыбу 100%, 20, $\epsilon=0,90$ мм; 21, $\epsilon=4,18$ мм.
 Коринт G. 20, 22, $\epsilon=7,2$ мм.

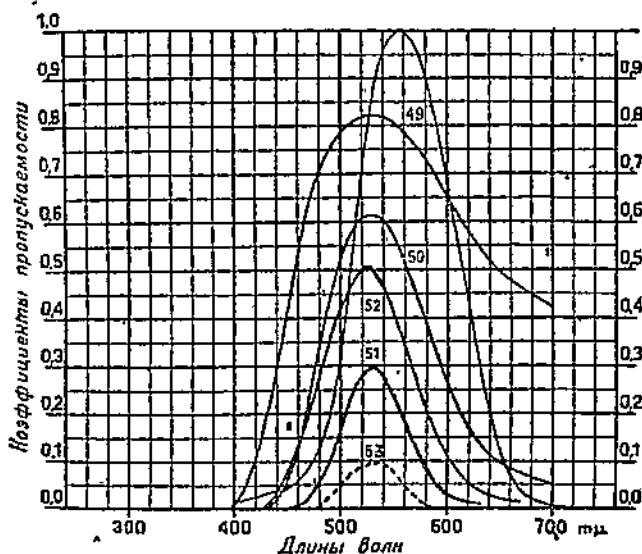


Рис. 64. Кривые пропускания различных зеленых стекол.

Коринт 4930, 49, $\epsilon=0,28$ мм; 50, $\epsilon=1,03$ мм; 51, $\epsilon=2,99$ мм; 52, $\epsilon=5$ мм.
 Коринт „Sextant green“, 53, $\epsilon=1,60$ мм.

кривые пропускания различных красных стекол [Корнинг и Шотт (Иена)]. Если исключить иенское стекло F 2745, уже не применяющееся больше в пирометрии, то, как легко видеть из рисунков, все эти стекла, по крайней мере при достаточной толщине¹⁾, обладают очень крутой кривой пропускания, которая в зависимости от толщины стекла начинается близ 600—620 *мμ*. Несколько ниже мы подробнее остановимся на этих стеклах, представляющих очень большой интерес для пирометрии (§ 152).

Рис. 64 дает кривые пропускания различных зеленых стекол. Как видно из кривых, для того чтобы иметь относительно узкую спектральную полосу (ширина 100 *мμ*, кривая 53), приходится применять густое стекло, обладающее малой пропусканием (максимум около 10%). Сверх того, края получаемой полосы спускаются довольно полого, в противоположность тому, что мы видели для красных стекол.

Наконец, на рис. 65 и 66 мы воспроизводим кривые, относящиеся к различным синим (фиолетовым) стеклам. И здесь также, если желают иметь достаточную пропускание, вынуждены пользоваться спектральными полосами, идущими от крайнего фиолета до 500—520 *мμ*.

Было предложено также пользоваться для пирометрических целей желатиновыми фильтрами, которые могут быть приготовлены гораздо более удовлетворительными²⁾. Нам, кажется, однако, что при точных измерениях следует опасаться изменений кривой пропускания, которые, хотя и медленно, но могут происходить в желатиновых фильтрах, особенно под действием сильного освещения.

147. Эффективные длины волн различных цветных стекол. Мы имели случай указать точные значения и вариации эффективных длин волн различных красных стекол (§ 137). Все эти стекла (рис. 62 и 63) обладают коэффициентом b , определяющим изменение эффективной длины волны с температурой (§ 137), близким к 0,10. Исключение составляет стекло 2745, для которого значение коэффициента b значительно выше (около 0,20).

При сравнительном изучении трех цветных стекол (синего, зеленого и красного) Форсайт³⁾ вычислил значения их эффективных длин волн. Для красного стекла 4512 ($e=6,8$ *мм*) эти значения уже приводились (рис. 58). Значения эффективных длин волн для синего и зеленого стекол воспроизведены на рис. 67 и 68. Мы установили, что предельные эффективные длины волн λ_T этих трех стекол очень хорошо представляются формулой

$$\lambda_T = \lambda_0 + \frac{b}{T} \cdot 10^5,$$

данной выше (§ 137).

¹⁾ Следует обратить внимание, как сильно отличаются кривые пропускания, когда применяется стекло лишь малой толщины. Это замечание применимо также и к фиолетовым стеклам (рис. 65 и 66), которые при слишком малой толщине пропускают заметное количество красных лучей.

²⁾ См., например, Hoffmann, *Zts. f. Instr.*, 41, 170 (1921).

³⁾ Forsythe, *Opt. Soc. Amer.*, 5, 85 (1921). Кривые пропускания к толщине этих трех стекол приведены ниже (рис. 69).

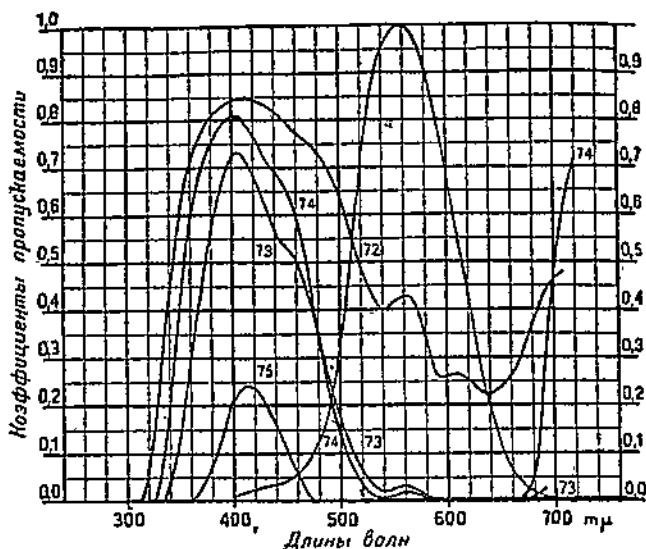


Рис. 65. Кривые пропускания различных фиолетовых стекол.

Корнинг „Виса 100%“, 72, $\epsilon=0,32$ мм; 75, $\epsilon=1,30$ мм.

Корнинг, Ронарга 100%, 74, $\epsilon=5,03$ мм.

Корнинг G. 53, 76, $\epsilon=2,59$ мм.

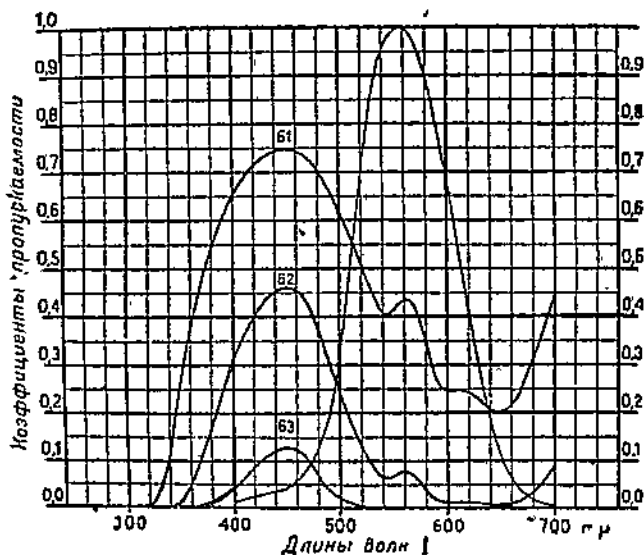


Рис. 66. Кривые пропускания синего стекла (Иена 8780).

Кривая 61, $\epsilon=0,31$ мм; 62, $\epsilon=1,03$ мм; 63, $\epsilon=2,29$ мм.

Для красных стекол типа 4512 коэффициент b имеет значение, равное приблизительно 0,10; для синего и зеленого стекол этот коэффициент имеет соответственно значения 0,17 и 0,25; другими словами

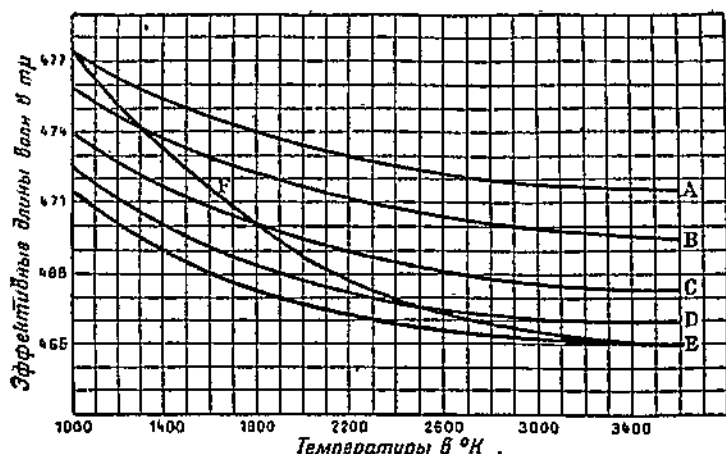


Рис. 67. Эффективные длины волн для фиолетового стекла (синее увиольное, толщина 3,9 мм, кривая B рис. 69).

A — λ_g для экстраполяции, начиная с 1000° K; D — λ_g для экстраполяции, начиная с 2400° K;
 B — λ_g » » » 1300° K; E — λ_g » » » 3600° K;
 C — λ_g » » » 1800° K; F — λ_g предельная эффективная

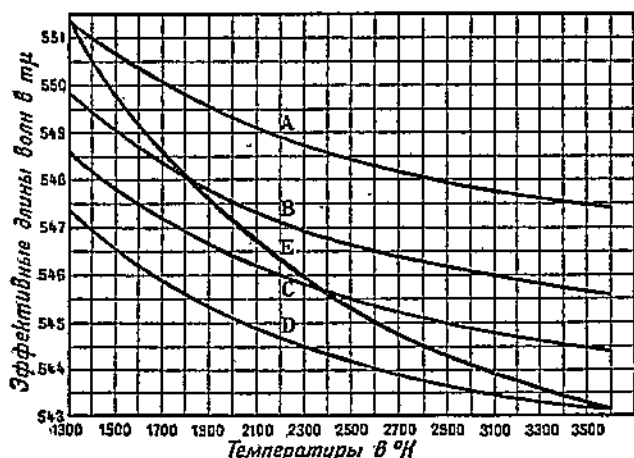


Рис. 68. Эффективные длины волн для зеленого стекла (Корнинг, толщина 5,2 мм, кривая G рис. 69).

A — λ_g для экстраполяции, начиная с 1300° K; D — λ_g для экстраполяции, начиная с 3600° K;
 B — λ_g » » » 1800° K; E — λ_g предельные эффективные длины волн
 C — λ_g » » » 2400° K;

зеленое стекло, а еще в большей степени синее обладают тем неудобством, что даваемые ими эффективные длины волн значительно сильнее изменяются с температурой, чем это имеет место при обычно применяемых красных стеклах.

148. Различение цветов посредством глаза. В пирометрической практике приходится сравнивать яркость изображения измеряемого источника с яркостью поверхности сравнения (нить, в случае пирометра с исчезающей нитью); две сравниваемые поверхности рассматриваются глазом через светофильтр, который, как мы только что видели, пропускает довольно широкий спектральный участок.

Если не вводят никакой редуцирующей системы между источником и его изображением, то это изображение и нить сравнения в момент уравнивания яркостей во всех случаях оказываются приблизительно при одной и той же цветовой температуре¹⁾; две поверхности, рас-

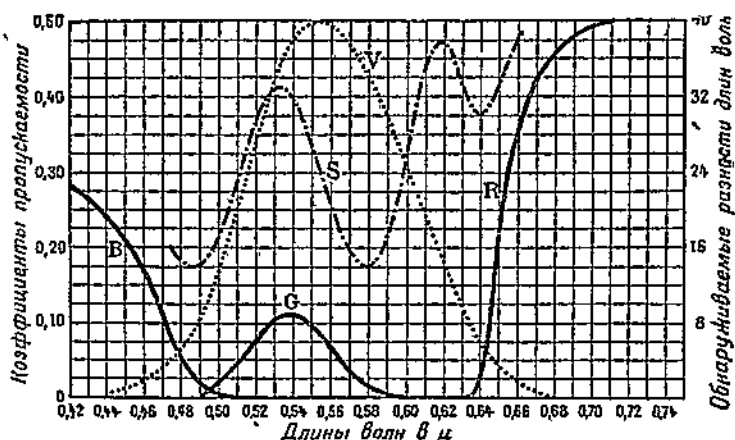


Рис. 69. Спектральная пропускная способность различных цветных стекол в функции длины волны (ординаты — см. надпись слева).

B — синее запольное стекло, толщина 3,0 мм;

G — зеленое стекло Корнинг, толщина 5,2 мм;

R — красное стекло Пепла 4512, толщина 6,8 мм;

..... *V* — кривая видности глаза;

..... *S* — кривая различимости монохроматических цветов (ординаты, отмеченные справа). Наименьшие различимые разности длин выражены в микрометрах.

сматриваемые через цветное стекло, имеют практически один и тот же цвет. Дело меняется, если применяют расфокусирование с малым коэффициентом пропускания, рассчитанным так, чтобы привести изображение источника к той же самой яркости, как и нить; при коэффициенте пропускания в $1/200$ и нити, яркостная температура которой равна 1800°K ($T_c = 1950^\circ\text{K}$), источник (например черное тело) в момент уравнивания яркостей будет обладать температурой, равной приблизительно 3500°K ²⁾. При этих условиях цвета двух сравниваемых полей, даже рассматриваемых через цветное стекло, могут

¹⁾ При наблюдениях с красным стеклом и вольфрамовой нитью, уравнивая яркость нити с яркостью черного тела при температуре 1800°K , найдем, что яркостная температура нити для красных лучей также близка к 1800°K , а ее цветная температура близка к 1950°K (табл. 67).

²⁾ Сине-красное отношение для этой температуры в 7 раз больше, чем при 2000°K (табл. 25, § 87).

настолько отличаться друг от друга, что глаз испытывает затруднения при оценке равенства яркостей. При прочих равных условиях, для одной и той же спектральной области различие в цветах будет тем более заметным, чем большую ширину имеет пропускаемый фильтром спектральный участок ¹⁾. Сверх того, глаз не обладает одной и той же чувствительностью к различению цветов во всем спектре. Это обстоятельство заставляет нас сказать несколько слов относительно измерений, предпринятых с целью оценить наименьшую разность в длинах волн, воспринимаемую глазом с точки зрения распознавания цветов. Результаты этих измерений, хорошо согласующихся между собой ²⁾, воспроизведены на кривой *S* рис. 69: глаз тем более чувствителен к распознаванию цветов, чем меньше ордината кривой. Красный цвет — область мало чувствительная, зелено-желтый и синий, наоборот, мало благоприятны для пирометрических измерений вследствие сравнительно большой чувствительности глаза в этих областях.

149. Выбор цветных стекол, применяемых в пирометрии. Отвлекаясь от случая спектрального изучения света, испускаемого источником, мы сохраняем большую свободу в выборе цветного стекла, способного служить для пирометрических измерений, в частности для экстраполяции к высоким температурам, исходя от точки плавления золота. Мы хотели бы отметить различные соображения, которые привели к выбору красного фильтра для таких измерений.

По этому вопросу имеется замечательное исследование Форсайта ³⁾, которое мы здесь кратко изложим. Это сравнительное исследование относилось к трем стеклам (красное *R*, зеленое *G* и синее *B*), кривые пропускания которых приведены на рис. 69.

Суммарные коэффициенты пропускания этих стекол для света, испускаемого черным телом при различных температурах, приведены в табл. 36.

Таблица 36. Суммарные коэффициенты пропускания различных цветных стекол для света, испускаемого черным телом при различных температурах.

Температуры	С т е к л о		
	красное ($e=0,8 \text{ мм}$)	зеленое ($e=5,2 \text{ мм}$)	синее ($e=3,9 \text{ мм}$)
1000° К	$6,6 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$0,004 \cdot 10^{-2}$
1800° »	$2,1 \cdot 10^{-2}$	$3,2 \cdot 10^{-2}$	$0,06 \cdot 10^{-2}$
3000° »	$1,0 \cdot 10^{-2}$	$4,2 \cdot 10^{-2}$	$0,2 \cdot 10^{-2}$

Эта таблица показывает преимущество красного стекла при низких температурах: количество пропускаемого света значительно выше, чем для синего стекла.

¹⁾ В связи с этим сравнить светофильтры *G* и *R* на рис. 69.

²⁾ Steindler, «Wien. Ber.», стр. 115 (1906); Jones, «J. Frankl. Inst.», 185, 500 (1917); «J. Opt. Soc. Amer.», 1, 63 (1917).

³⁾ Forsythe, «J. Opt. Soc. Amer.», 5, 85 (1921). (Сравнение монохроматических фильтров для оптических пирометров.)

Применение стекол половинной толщины дало бы количества пропущенного света, соответственно в 2, 4,3 и 5,5 раза большие, чем указанные в табл. 36.

Для трех рассматриваемых стекол применение половинной толщины не дало бы хорошей монохроматизации в случае источника высокой температуры и большого коэффициента ослабления при помощи редуцирующей системы. Для красного и синего стекол толщины, указанные в табл. 36, достаточны для того, чтобы обеспечить очень хорошую идентификацию цветов; для зеленого стекла идентификация даже не совершенна ¹⁾.

При замене красного стекла R стеклом половинной толщины отсчеты по пирометру уменьшаются на 1° вблизи 1800°K ²⁾; для зеленого стекла это изменение достигает 2° .

150. Точность в отсчетах, получаемых одним и тем же наблюдателем с различными цветными стеклами. В той же работе Форсайт изучил точность отсчетов, получаемых одним и тем же наблюдателем при работе с тремя цветными стеклами, характеристики которых даны на рис. 69. Результаты наблюдений, охвативших более 500 определений, собраны в табл. 37.

Таблица 37. Точность отсчетов, получаемых одним и тем же наблюдателем при употреблении различных цветных стекол.

(Ошибки указываются в процентах от абсолютной температуры.)

	Применяемые фильтры (рис. 69)		
	красный (R)	зеленый (G)	синий (B)
а) Средняя относительная ошибка для 40 измерений между 1200 и 3000°K ; каждое измерение состоит из 2—3 групп по 6 отсчетов каждая	0,07	0,08	0,10
б) Средняя относительная ошибка для 40 измерений (1200 до 3000°K); каждое измерение состоит из одного отсчета	0,26	0,23	0,28
в) Те же измерения, как и в а), но выходящие при температуре ниже 1500°K (9 измерений)	0,07	0,07	0,20

Итак, если работать при высокой температуре с тем, чтобы иметь достаточное количество света, то отступления, получаемое для трех стекол, оказываются одного и того же порядка (около $1^\circ,5$ при температуре 2000°K для группы в 10—15 отсчетов; около 5° при 2000°K для отдельного отсчета) ³⁾.

Наоборот, при низких температурах ниже 1500°K , отклонения с синим стеклом в три раза больше, чем с красным и зеленым.

Другие результаты, приводимые Форсайтом для 7 различных наблюдателей, подтверждают вышеуказанные заключения.

¹⁾ Это зависит, с одной стороны, от большей чувствительности глаза к различию в цветах в зеленой части спектра, и с другой — от большей ширины пропускаемого спектрального участка.

²⁾ Эталоном была с вольфрамовой нитью и отсчет по черному телу. Без редуцирующей системы (см. § 144).

³⁾ С современными точными пирометрами отступления были бы заметно меньше.

151. Преимущества красных стекол в пирометрических измерениях. Подводя итоги преимуществам, представляемым красными стеклами в пирометрии, можем сказать:

1. Красный фильтр допускает измерения при более низких температурах, так как при низких температурах первым обнаруживается красное свечение.

2. В красной области глаз, при прочих равных условиях, менее чувствителен к различию в цвете, чем в какой-либо другой области спектра (§ 148).

3. Вариация эффективной длины волны при данной разности температур для красных стекол значительно меньше, чем для зеленых или синих, которые удается осуществить (§ 147).

4. Прибавим, наконец, еще одно соображение, практическая важность которого не может быть упущена из вида. Мы видели (§ 113 и 114), что для экстраполяции к высоким температурам применяется вращающийся сектор, фактор пропускемости которого τ зависит от пределов температуры, между которыми производится экстраполяция, а также от применяемой эффективной длины волны [формула (L)]; между τ и λ , для экстраполяции в данных пределах существует соотношение:

$$\lambda \cdot \log \tau = \text{const.}$$

Таким образом в фиолетовой части спектра (малое λ) приходится пользоваться факторами пропускемости, значительно меньшими, чем для красных лучей. Рассмотрим случай пятия накаливания, яркостная температура которой равна приблизительно 1800°K ¹⁾; для экстраполяции к 3000°K потребуются редуцирующая система, фактор пропускемости которой при применении красного стекла равен приблизительно 0,005; для зеленого стекла этот фактор должен был бы быть около 0,002, а для фиолетового — около 0,0006. Если вспомнить, что говорилось в главе, посвященной редуцирующим системам, то станет ясным, как велики трудности в построении и точном измерении двух последних факторов пропускемости.

152. Некоторые замечания по поводу красных стекол, применяемых в пирометрии. Нам кажется нелишним предупредить читателя, что было бы ошибочным считать возможным принимать для каких-нибудь хорошо изученных стекол (например F. 4512. Иена) значение констант, даваемых авторами для определенной толщины. Действительно, экземпляры стекол, принадлежащие к различным плавкам, могут настолько значительно отличаться по кривым поглощения, что оказывается совершенно необходимым для точных экстраполяций с большой тщательностью самому определять эффективную длину волны применяемых стекол.

В качестве примера мы воспроизводим (рис. 70) кривые пропускемости, полученные тремя экспериментаторами²⁾ для одного и того же

¹⁾ Предельная температура, которую можно применять, не опасаясь повреждения нити.

²⁾ Hyde, Cady and Forsythe, «Astroph. J.», 42, 294 (1915); Gibson, Tyndall and Mc. Nicolas, «Bur. Stand. Techn. Pap.», № 148 (1920); Hoffmann, «Zis. f. Phys.», 17, 6 (1923).

стекла (F. 4512), при одной и той же толщине (3 мм), но принадлежащего к трем различным образцам. Различия оказываются весьма заметными; они дают для значений эффективных длин волн расхождения, превосходящие 10 мμ¹⁾.

Это обстоятельство делает очевидной необходимость полного изучения во всех пирометрических лабораториях цветных стекол, предназначенных служить для экстраполяций.

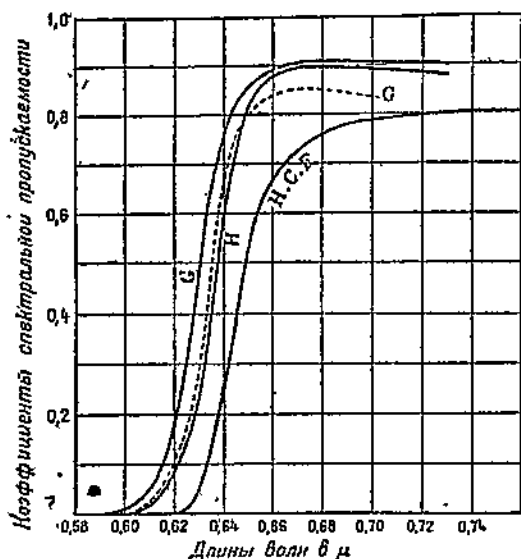


Рис. 70. Кривые спектральной пропускности, полученные различными экспериментаторами для красного пенского стекла F. 4512, толщина 3 мм (сплошная кривая) и для стекла Корнинг G. 24 — та же толщина (пунктирная кривая), [H. C. F.—Hyde, Cady, Forsythe (1915); H.—Hoffman (1923); G.—Gibson (1930)].

ло Корнинг 50%) и Гибсоном (G. 24, рис. 63), приведенного к толщине в 3 мм. Это стекло, повидному, довольно близко к пенскому стеклу (F. 4512). Для этих двух категорий стекол и при больших коэффициентах поглощения редуцирующих систем, т. е. при сравнении источников, сильно различающихся по температуре, необходимо применять стекла, толщина которых достигает минимум 6 мм, для того чтобы различие в цвете нити и изображения источника не слишком мешало измерениям.

Эти стекла крайне устойчивы. Форсайт указывает, что стекло, подвергавшееся в течение целого года действию прямых солнечных лучей, не обнаружило ни малейших изменений в кривой пропускности²⁾. Напомним, наконец, что, если изучаемые стекла могут предназначаться для работы при довольно значительных различиях температур (например измерения на больших высотах), то необходимо изучить влияние температуры стекла на его пропускность (§ 139).

На рис. 70 мы приводим также кривую поглощения красного стекла Корнинг, изученного Форсайтом (под маркой, стекло

¹⁾ Повидному, последние плавки фирмы Шотта дают стекла, пропускающие более короткую волну, чем прежние плавки.

²⁾ Forsythe, Symposium on pyrometry, стр. 296 (1920).

Нейтральные абсорбирующие стекла в оптической пирометрии.

Мы уже описали несколько редуцирующих систем, позволяющих в известном отношении ослаблять яркость источника, с тем чтобы сделать ее равной яркости эталонного сравнения в пирометре (§ 116 и следующие). Мы указали на преимущества неселективных редуцирующих систем, в частности вращающегося сектора. Но в повседневной практике для этой цели чаще приходится пользоваться нейтральными стеклами, обращение с которыми гораздо проще и которые, сверх того, позволяют получить очень малые коэффициенты пропускания.

К сожалению, до сих пор не удалось получить стекол, спектральная пропускная способность которых была бы независимой от длины волны, даже для сравнительно узкого спектрального участка, пропускаемого псевдомонохроматическими фильтрами. Мы изучим детально влияние селективности таких «нейтральных» стекол для различных пирометрических измерений. Мы рассмотрим, в частности, случай, когда эти стекла комбинируются с красным фильтром. Нижеследующие рассуждения применимы, очевидно, и для случая какого угодно цветного стекла.

153. Кривые пропускания некоторых нейтральных стекол, применяемых в пирометрии. Осуществлено чрезвычайно много образцов нейтральных стекол. Кривые пропускания их для всего видимого спектра приведены в специальной литературе¹⁾.

Мы ограничимся здесь теми, которые в действительности применяются в оптической пирометрии и для которых известна достаточно точно кривая пропускания в интересующей нас области. Мы воспроизводим (рис. 71) кривые спектральной пропускности, полученные различными исследователями для некоторых из этих стекол, в крайнем красном конце спектра. Все известные из литературы кривые мы привели практически к одной и той же пропускности ($\tau = 0,01$, плотность 2) вблизи 650 μ , с тем чтобы сделать их сравнимыми между собой. Различия в пропускности одного и того же стекла для разных длин волны выступают тем отчетливее, чем больше толщина стекла.

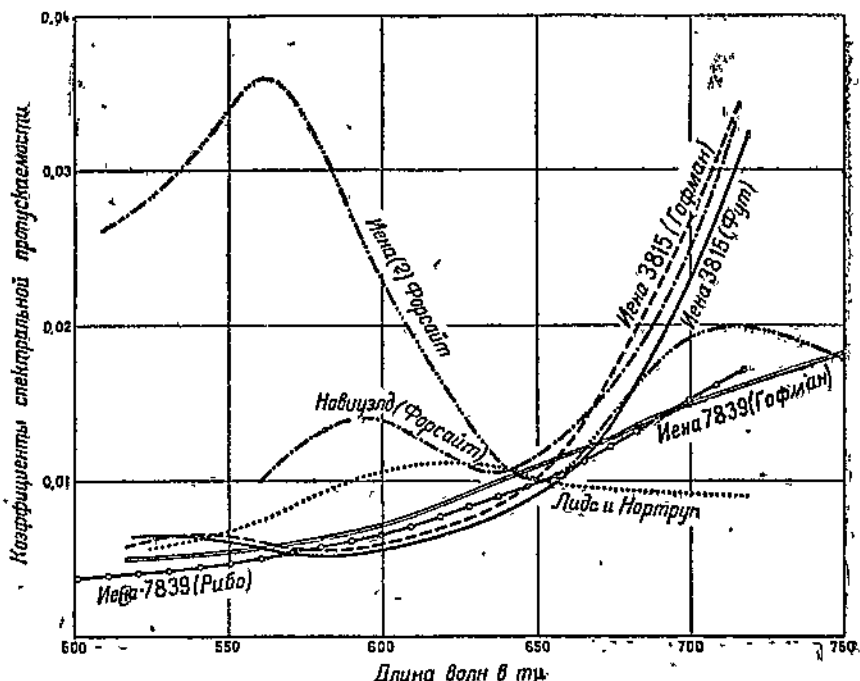
Из рис. 71 легко видеть, что кривые, полученные для двух образцов темного пенского стекла (Г. 3815)²⁾ двумя различными экспериментаторами, практически совпадают. Стекло Корнинг (Повизулд), по крайней мере, начиная с 630 μ , имеет ход, который в общем незначительно от-

¹⁾ В частности, «Bur. Stand. Techn. Pap.», 119 и 148.

²⁾ Foote, «Bur. Stand. Bull.», 12, 489, 1916. Hoffman, «Zts. f. Phys.», 17, 7, 1923 (стекло AA').

личается от предыдущего стекла. Эти два стекла обладают пропускать-
мостью, которая быстро растет от 620 м (начало пропускать-
мости обычных красных фильтров) до крайней красной границы видимого спектра.

Нейтральное неевское стекло средней густоты (F. 7839), исследован-
ное Гофманом (стекло В') и Рибо, имеет, наоборот, кривую пропускать-
мости, которая растет гораздо менее быстро в область крайнего крас-
ного. Измерения Рибо, выполненные для стекла более недавней плавки,
обнаруживают пропускать-
мость, возрастающую в область длинных волн



Длина волн в м.

Рис. 71. Коэффициенты спектральной пропускательности различных «нейтральных» стекол, применяемых в пирометрии.

Стекло 3815 — нейтральное неевское стекло (темное); стекло 7839 — нейтральное неевское стекло (среднее); Наврузад — стекло Корбинга; стекло Лиде и Нортруп состоит из двух сложенных стекол пурпурового и зеленого.

несколько более быстро, чем для стекла, изученного Гофманом. Обра-
зец, измеренный Форсайтом¹⁾ и отмеченный им как неевское стекло
(без указания марки), принадлежит, по видимому, к нейтральным стек-
лам средней густоты, аналогичным стеклу 7839, но более ранней плавки.

Стекло Лиде и Нортруп, кривая которого нанесена на тот же ри-
сунке, получено наложением зеленого и пурпурового стекол подходящей
толщины. Эта комбинация, как видно из рисунка, очень мало селективна,
по крайней мере, в области от 580 до 720 м, представляющей особый
интерес для красных монохроматических фильтров, ныне применяемых.

¹⁾ Forsythe, Symposium on pyrometry, стр. 310, 1920; «J. Opt. Amer.», 10, 29, 1925.

154. Суммарный коэффициент пропускания нейтрального стекла, соединенного с цветным стеклом. Зависимость от температуры источника. Мы указали выше, каким образом при экстраполяции вводится коэффициент пропускания τ нейтрального стекла (§ 129). Этот коэффициент есть отношение светового потока, проходящего через совокупность нейтрального и цветного стекол, к световому потоку, пронизывающему одно только цветное стекло, если свет испускается черным телом температуры T [формула (S)].

Следует теперь же заметить, что коэффициент пропускания остается тем же самым, если в качестве источника пользоваться не черным телом (например плоская вольфрамовая нить), а цветная температура которого есть T ; действительно, оба потока, фигурирующие в выражении для τ , окажутся умноженными на коэффициент цветной пропускательной способности источника, и коэффициент этот сократится при образовании отношения обоих потоков. Коэффициент пропускания τ нейтрального стекла может быть измерен при помощи фотометра или, еще лучше, при помощи оптического пирометра, снабженного цветным стеклом, которое должно комбинироваться с нейтральным. Значение τ может быть получено при помощи вращающегося сектора с переменным углом выреза. Измерения выполняются следующим образом. На нить пирометра, снабженного красным стеклом, пролагают изображение источника, цветная температура которого есть T . Между источником и нитью вводят нейтральное стекло и регулируют ток в нити с тем, чтобы получить ее исчезновение на фоне источника. Затем удаляют нейтральное стекло, заменяют его вращающимся сектором и меняют угол отверстия сектора, пока вновь не будет достигнуто исчезновение нити¹⁾. Вращающийся сектор и нейтральное стекло имеют в таком случае один и тот же коэффициент пропускания для света черного тела температуры T .

Если определена кривая спектральной пропускания применяемого стекла²⁾ и соответствующая кривая цветного-стекла, то можно точно так же вычислять τ при помощи формулы:

$$\tau = \frac{\int_0^{\infty} b_{\lambda T} V_{\lambda} \tau_{\lambda} d\lambda}{\int_0^{\infty} b_{\lambda T} V_{\lambda} \tau_{\lambda}' d\lambda}, \quad (S)$$

где τ_{λ} — коэффициент пропускания цветного стекла,

τ_{λ}' — коэффициент пропускания нейтрального стекла для радиа-

¹⁾ Можно также применять вращающийся сектор с постоянным углом, бланком к необходимому значению; и действовать на ток i в нити. При этом, конечно, надо знать для применяемого пирометра значение наклона di/dT кривой ток—температура.

²⁾ Если измерения выполнены для различных толщин одного и того же образца стекла, то, само собой разумеется, нужно произвести вычисления спектральных пропусканий для применяемой толщины (§ 23), при этом не следует упускать из виду поправку, обусловленную отражением света от поверхностей стекла (§ 24).

ции λ . Вычисление τ для эффективной длины волны цветного стекла (§ 191) выполняется, как мы указывали выше, или при помощи планиметра, или разбивая кривую на спектральные участки в $\Delta\lambda = 5 \mu$ или 10μ шириной.

Рис. 72 дает значения пропусканий различных нейтральных стекол в функции цветной температуры применявшегося источника. Для обоих изученных стекол (Новвуэлд и, вероятно, пенское 7839) суммарная пропускательность уменьшается по мере увеличения температуры источника. Это связано со смещением максимума излучения источника

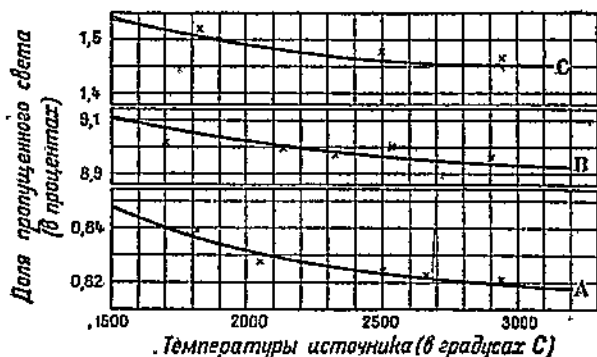


Рис. 72. Суммарная пропускательность в функции цветовой температуры источника для различных нейтральных стекол (рис. 71), применяемых с красным пенским стеклом 4512, толщиной 5,8 мм (рис. 63).

A — два слоя нейтрального пенского стекла (7839?) 3 мм, B — один слой нейтрального пенского стекла (7839?) 1,5 мм, C — нейтральное стекло Корнинг (Новвуэлд).

Кривые, проведенные между точками, вычислены по формуле (8); точки соответствуют значениям, измеренным при помощи оптического пирометра.

1500 до 3000°K для двух образцов пенского стекла разной толщины (коэффициент пропускательности около 0,01) равняется приблизительно 0,03. Для стекла Новвуэлд¹⁾, толщина которого подобрана так, что коэффициент пропускательности имеет тот же порядок (т. е. около 0,01), изменение τ для того же интервала температур достигает приблизительно 0,06, т. е. в два раза больше. Очевидно, следует отдать предпочтение таким нейтральным стеклам, для которых между 600 μ и крайним красным концом кривая пропускательности в функции температуры источника имеет возможно более малый наклон, в частности пенское стекло 7839, очевидно, обладает преимуществами.

Само собой разумеется, что полученные таким образом значения τ имеют силу только для определенного цветного стекла и изменяются при замене цветного фильтра. Стекло B (рис. 72), скомбинированное

¹⁾ Повидно, то же имеет место для нейтрального стекла Пена 3816. В работе Foote, «Bur. Stand. Bull.», 12, 494, 1916 приведены значения τ для этого стекла, скомбинированного с красным пенским стеклом 2746. Для интервала 1500—3000°K относительное изменение τ достигает 0,13.

к более коротким длинам волн, т. е. в область более слабой пропускательности нейтральных стекол. Для нейтрального стекла, пропускательность которого уменьшается в крайней красной области, это изменение имело бы обратный ход. Ниже мы приводим аналогичную кривую, вычисленную для пенского стекла 7839 (§ 156).

Относительное изменение τ при изменении температуры источника от

с красным стеклом половинной толщины (2,9 мм), дало бы пропускательность 9,03%, вместо 9,11%. Эти изменения пропускательности, впрочем, остаются незначительными, если спектральная пропускательность цветного стекла меняется не сильно; точно так же изменение, даже заметное, значений факторов относительной видимости глаза (§ 136) очень мало влияет на определение τ .

155. Изменение коэффициента суммарной пропускательности нейтрального стекла в функции его толщины. Коэффициент спектральной пропускательности τ_λ' нейтрального стекла изменяется в функции толщины стекла по показательному закону: для двойной толщины этот коэффициент равен $(\tau_\lambda')^2$.

Иначе обстоит дело с суммарным коэффициентом пропускательности нейтрального стекла, даже скомбинированного с цветным псевдомонохроматическим стеклом¹⁾: если наложить две пластинки нейтрального стекла одну на другую, то суммарная пропускательность совокупности пластинок не будет равна произведению пропускательностей каждой из них. Для каждого случая нужно вычислять пропускательность при помощи формулы (S), заменяя τ_λ' произведением спектральных пропускательностей обеих пластинок. Рис. 72 показывает порядок величины отступлений: для 2150° К суммарная пропускательность τ одного стекла (кривая B) равна 0,09; для двух сложенных стекол (двойная толщина, кривая A) она равна 0,00828; квадрат же пропускательности одной толщины дал бы 0,0081.

Вводя обозначение плотности ($\delta = -\lg \tau$), которую мы определили выше (§ 23), можем сказать, что при наложении нейтральных стекол плотность совокупности не равна строго сумме плотностей отдельных стекол.

При изучении экстраполяции при помощи нейтрального абсорбирующего клина Рибо вынужден был вычислять пропускательность и плотность для различных толщин одного и того же нейтрального стекла (Иена 7889, рис. 71)²⁾, скомбинированного с красным стеклом F. 4512 (толщиной в 6 мм). Мы воспроизводим в табл. 38 вычисленные таким образом значения.

Эта таблица показывает, в какой степени пропускательность совокупности пластинок отклоняется от произведения пропускательностей: для излучения черного тела при температуре 1500° К. пластинка толщиной 6 имеет коэффициент пропускательности $66 \cdot 10^{-8}$, тогда как произведение пропускательностей шести пластинок толщиной 1 имеет значение $54 \cdot 10^{-8}$; отклонение весьма заметное.

Плотность, приведенная к единице толщины, уменьшается от 1,044 до 1,030 при изменении толщины от 1,5 до 9 мм³⁾.

Мы считаем важным отметить, что если бы применяемое нейтральное стекло было совершенно нейтральным, т. е. если бы τ_λ' не зависело от λ , во всей ширине спектрального участка, пропускаемого цвет-

¹⁾ Это обстоятельство в первый раз было отмечено, повидимому, Waldner and Burgess, «Bur. Stand. Bull.», 1, 116, 1904. См. также: Foote, «Bur. Stand. Bull.», 12, 500, 1916.

²⁾ Ribaud, «Rev. Opt.», 2, 289, 1926, Оптический впроектр с абсорбирующим клином.

³⁾ Мы вернемся к этому вопросу в § 204.

ным стеклом, то пропускательность совокупности многих пластинок была бы строго равна произведению пропускательностей. Отклонения, которые мы отметили выше, будут, следовательно, тем меньше, чем меньшим наклоном обладает кривая спектральной пропускательности нейтрального стекла.

Таблица 38. Значения пропускательностей и плотностей различных толщин нейтрального стекла Нена 7839, скомбинированного с плоским стеклом E.4512 (6 мм толщиной) для излучения черного тела при температуре 1500 и 3000°K (толщина одного нейтрального стекла равна 1,5 мм).

Излучение черного тела при 1500°K				Излучение черного тела при 3000°K			
толщина	пропускательность τ	плотность δ	плотность, приведенная к единице толщины	толщина	пропускательность τ	плотность δ	плотность, приведенная к единице толщины
1 толщина	$\tau_1 = 9,03 \cdot 10^{-2}$	1,0443	1,044	$\tau_1 = 8,93 \cdot 10^{-2}$	1,0491	1,049	1,049
2 толщина	$\tau_2 = 82,49 \cdot 10^{-3}$	2,0836	1,042	$\tau_2 = 80,55 \cdot 10^{-3}$	2,0939	1,047	1,047
3 »	$\tau_3 = 763,2 \cdot 10^{-4}$	3,1174	1,039	$\tau_3 = 733,5 \cdot 10^{-4}$	3,1346	1,045	1,045
4 »	$\tau_4 = 7158 \cdot 10^{-5}$	4,1452	1,036	$\tau_4 = 6715 \cdot 10^{-5}$	4,1730	1,043	1,043
5 толщина	$\tau_5 = 66130 \cdot 10^{-6}$	5,1667	1,033	$\tau_5 = 62650 \cdot 10^{-6}$	5,2031	1,041	1,041
6 »	$\tau_6 = 658900 \cdot 10^{-7}$	6,1812	1,030	$\tau_6 = 592300 \cdot 10^{-7}$	6,2275	1,038	1,038
$(\tau_1)^6 = 542800 \cdot 10^{-12}$				$(\tau_1)^6 = 507100 \cdot 10^{-12}$			

Это дает повод лишь раз подчеркнуть тот значительный интерес, который представляет получение стекол практически нейтральных.

156. Осуществление очень малых коэффициентов пропускательности посредством нейтральных стекол. Мы видели выше (§ 116 и следующая), что ни с помощью вращающегося сектора, ни с помощью системы двух николей нет возможности осуществить редуцирующую систему с коэффициентом пропускательности, меньшим чем $1/200$ и могущим быть измеренным с достаточной точностью. Комбинирование вращающегося сектора с системой николей может, правда, дать коэффициент пропускательности порядка 0,0001, но такая комбинация довольно сложна и может применяться только в довольно специальных случаях.

Нейтральные стекла позволяют просто осуществить очень малые коэффициенты пропускательности, но определение этих коэффициентов связано с довольно серьезными затруднениями ввиду того, что применяемые стекла не строго нейтральны. Можно до известной степени обойти эти затруднения, налагая друг на друга две или несколько нейтральных пластинок с коэффициентами пропускательности около 0,01 каждая, причем для каждой из таких пластинок кривая спектральной пропускательности должна быть предварительно изучена отдельно.

Рассмотрим, например, практический случай экстраполяции от температуры 1600°С к температуре солнца (около 6000°С)¹⁾. Такая

¹⁾ С красным стеклом половинной толщины коэффициент пропускательности имел бы значение $8,91 \cdot 10^{-2}$.

²⁾ Вопрос об экстраполяции при помощи нейтральных стекол будет рассмотрен ниже, в связи с вопросом о проматрах с исчезающей нитью (гл. XVIII).

экстраполяция требует коэффициента пропускания около 10^{-1} , т. е. плотности около 4 (табл. 28); в этом случае можно применить две пластинки плотностью около 2 каждая (нейтральное стекло, Иена 7839, около 3 мм толщины). Надо изучить кривую спектральной пропускания каждой из наших пластинок и также примененной пластинки цветного стекла, с тем чтобы иметь возможность вычислить суммарный коэффициент пропускания нашей совокупности для каждой температуры источника¹⁾.

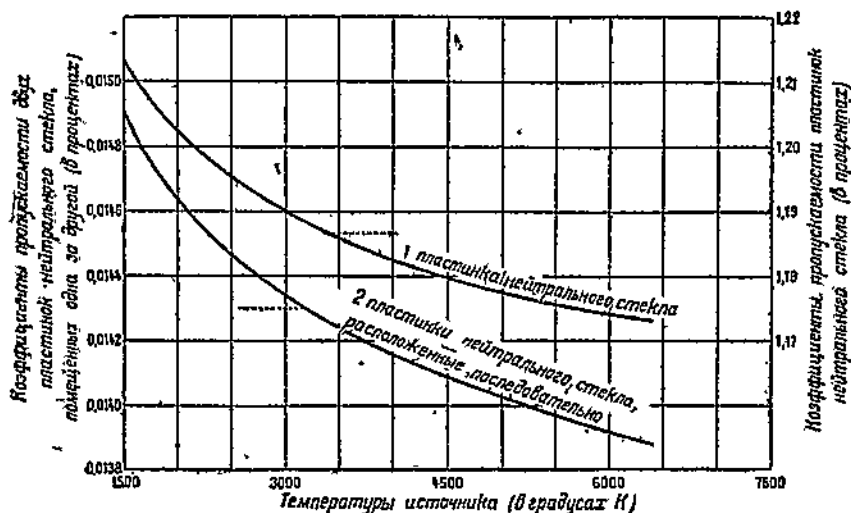


Рис. 73. Значения коэффициентов пропускания пластинки нейтрального стекла (Иена 7839, толщина около 3 мм) и двух идентичных сложенных пластинок, скombинированных с красным стеклом (4512, толщина около 6 мм) в функции цветной температуры источника.

В качестве примера мы вычислили значения коэффициентов пропускания для одной пластинки нейтрального стекла (Иена 7839; рис. 71) и для двух таких же пластинок, наложенных друг на друга и скombинированных с красным стеклом Р. 4512 (толщина 6 мм, рис. 53) для различных температур.

Рис. 73 дает изменение этих коэффициентов пропускания. Форсайт²⁾ дал аналогичные кривые, относящиеся к новигульдовскому стеклу (кривая С, рис. 72). Кривые Форсайта обнаруживают приблизительно в два раза большие относительные изменения пропусканий, чем проведенные здесь кривые для нейтрального стекла Иена 7839.

Если пирометр, снабженный указанным выше красным стеклом и совокупностью двух пластинок нейтрального стекла, дает для черного

¹⁾ Желательно при помощи прямых измерений проконтролировать суммарный коэффициент пропускания каждой пластинки для одной или двух определенных температур с тем, чтобы сравнить их с результатами вычисления, основанного на изучении кривой спектральной пропускания.

²⁾ Forsythe, «J. Opt. Soc. Amer.», 10, 19, 1925.

источника кажущуюся температуру T_0 , то истинная температура этого источника будет дана соотношением:

$$\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} = \frac{\lambda_{\text{ст}}}{C_2} = \text{сolog}_\tau \tau,$$

где $\lambda_{\text{ст}}$ представляет эффективную длину волны красного стекла для экстраполяции между T и T_0 и τ есть значение коэффициента пропускания совокупности обеих пластинок для света черного тела при температуре T . Таким образом нужно вычислить сперва приближенное значение T ; второе значение, более точное, получится, если мы заменим в предшествующей формуле λ и τ их значениями, относящимися к температуре T . Пример: $T_0 = 1700^\circ\text{K}$. Первое приближение: $\lambda = 0,665 \mu$ (табл. 33), $\tau = 1,40 \cdot 10^{-4}$, $T = 5600^\circ\text{K}$. Второе приближение: $\lambda = 0,6640 \mu$ (формула табл. 33), $\tau = 1,396 \cdot 10^{-4}$ (рис. 73), $T = 5656^\circ\text{K}$. Обычно двух приближений оказывается достаточно.

157. Влияние температуры нейтральных стекол на их пропускность. Форсайт¹⁾ изучил изменение суммарного коэффициента пропускности нейтральных стекол: иенского (?) (вероятно, 7839) и повинувдовского (рис. 71), соединенных с красным стеклом F. 4512 в зависимости от изменения их температуры. Измерения, относящиеся к этим стеклам и выполненные с источником света, цветная температура которого равнялась 2380°K , даны значения, приводимые в табл. 39.

Таблица 39. Суммарные пропускности различных нейтральных стекол, соединяемых с красным стеклом F. 4512 (таблица 6 или) при разных температурах.

(Суммарные пропускности указаны в процентах.)

Температура нейтрального стекла ($^\circ\text{C}$)	Нейтральное стекло Повинувд	Нейтральное стекло Иена 7839 (?)
20	1,70	8,96
100	1,55	8,90
200	1,39	8,87

Изменения пропускности иенского стекла для большинства случаев могут быть оставлены без внимания. Рассмотрим, действительно, случай очень сильно поглощающей пластинки, сделанной из этого стекла, с пропускностью, например, 10^{-4} (плотность 4), т. е. приблизительно в 4 раза более поглощающей, чем пластинка табл. 39. При переходе от 20 к 200° относительное изменение τ будет в 4 раза больше, чем изменение, указанное в таблице, т. е. 0,04. При изменении температуры на 10° пропускность подвергнется изменению на 1/500, т. е. совершенно незаметно для глаза.

Не то будет для повинувдовского стекла (и по всей вероятности, также для иенского стекла 3815), изменение пропускности которого приблизительно в 8 раз больше. И в этом случае также нейтральные стекла, кривая пропускности которых имеет слабый наклон, обнаруживают меньшую изменчивость.

¹⁾ Forsythe, Symposium on pyrometry, 316, 1920, «J. Opt. Soc. Amer.», 10, 19, 1925.

Глава XV.

Осуществление черного тела в пирометрии.

Прежде чем приступить к описанию различных моделей пирометров, нам кажется желательным сказать несколько слов о практическом осуществлении черного тела, употребление которого, как мы видели, необходимо для экстраполяции к высоким температурам, т. е. для градуировки пирометров. Мы отсылаем читателя к главе III для определения понятия черного тела и для ознакомления с законами Кирхгофа. Здесь же мы ограничимся напоминанием, что черным телом следует называть всякую оболочку, которая полностью поглощает всю получаемую ею радиацию (коэффициент абсорбции равен единице). Оболочка, которая обладает коэффициентом абсорбции, равным a , испускает излучение, яркость которого равна яркости черного тела, умноженной на a .

Условия, которым должна удовлетворять испускающая оболочка для того, чтобы излучение ее было черным. Дискуссия.

152. А. Влияние отверстия, сделанного в стенке оболочки. На практике, для того чтобы наблюдать излучение, исходящее из оболочки, нужно в стенке ее проделать отверстие, сквозь которое и выполняются оптические измерения. Предположим, что стенка оболочки доведена до равномерной температуры T^1 . Если мы через отверстие Σ (рис. 74) визируем элемент стенки A , то наблюдаемое излучение, строго говоря, не будет излучением черного тела при температуре T , но излучением черного тела температуры $T - dT$, меньшей, чем T ; оболочка обладает коэффициентом поглощения несколько меньшим единицы.

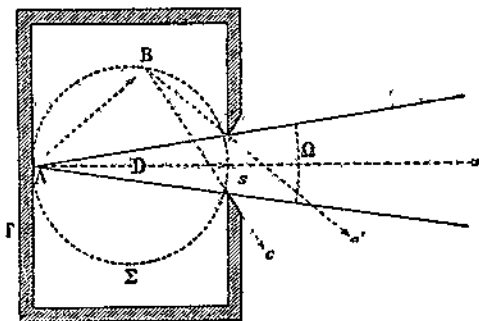


Рис. 74.

Вычислим этот коэффициент поглощения. Предположим, что световой поток, равный единице, падает сквозь отверстие на элемент стенки A ;

¹⁾ Например, путем погружения оболочки в расплавленный металл (§ 171); температура металла и будет определять собою T .

часть α поглощается элементом (α обозначает, следовательно, коэффициент поглощения стенки); другая часть $\rho = 1 - \alpha$ (ρ — коэффициент отражения стенки) отбрасывается стенкой. Если бы стенка была сделана из полированного металла, то часть ρ выходила бы полностью из отверстия S , и коэффициент поглощения оболочки был бы α , т. е. гораздо меньше единицы. Если хотя бы приблизиться к условиям черного тела, необходимо пользоваться стенкой, рассеивающей диффузно. Обозначим через ρ коэффициент диффузного отражения стенки и предположим, что она подчиняется закону Ламберта. Поток интенсивности ρ будет в таком случае рассеян так, что он равномерно распределится на сфере Σ , касающейся стенки A . Иными словами, поток, выходящий из отверстия, будет равен ρ , умноженному на отношение между поверхностью отверстия s и поверхностью сферы Σ ¹⁾. Таким образом коэффициент поглощения оболочки имеет значение:

$$1 - \rho \frac{s}{\pi D^2},$$

где S — поверхность отверстия, а D — расстояние от отверстия до стенки. Это выражение можно переписать также в виде.

$$1 - \rho \frac{\Omega}{\pi}, \quad (f)$$

обозначая через Ω телесный угол, под которым отверстие s видно из точки стенки A .

В действительности, в предшествующем расчете мы не учли потока, рассеянного A , который отражается на внутренней стенке оболочки и частично выходит через s наружу ($ABCC'$). Если предположить, что оболочка сферическая и совпадает с Σ , то этот поток имеет значение $\rho^2 \frac{\Omega}{\pi}$. Так как ρ , вообще говоря, не велико, то мы пренебрежем этим членом, содержащим ρ^2 , и ограничимся выражением (f).

Из вышеизложенного следует, что яркость оболочки меньше яркости b черного тела при температуре T ; разность db определяется соотношением:

$$\frac{db}{b} = \rho \cdot \frac{\Omega}{\pi}.$$

Если речь идет об измерении полного излучения (пирометр суммарной радиации), то, так как яркость черного тела дается соотношением: $b_T = \sigma T^4$, получаем, что наблюдаемая температура есть $T - dT$, причем:

$$dT = \frac{T}{4} \cdot \frac{db}{b} = \rho \cdot \frac{\Omega}{\pi} \cdot \frac{T}{4}. \quad (g)$$

¹⁾ Это положение установили Wis nund L u m m e r, «Ann. der Phys.», 65, 451, 1895

В том случае, когда измерение выполняется при помощи монохроматического пирометра, основанного на применении закона Вина, получаем без труда (§ 39):

$$dT = \frac{\lambda T^2}{C_2} \cdot \frac{db}{b} = \frac{\lambda T^2}{C_2} \cdot \rho \frac{\Omega}{\pi}.$$

Оценим порядок величины предыдущих поправок. Телесный угол Ω пучка, ограниченного отверстием, должен быть таким, чтобы пучок полностью покрывал объектив пирометра, примененного при измерениях; с другой стороны, изображение отверстия в пирометре должно быть достаточно большим для того, чтобы измерение выполнялось с достаточной точностью¹⁾.

Рассмотрим здесь подробнее монохроматический пирометр с исчезающей нитью. Для этого случая достаточно иметь такой угол отверстия, чтобы на расстоянии 1 м²) диаметр пучка равнялся 10 см. В таком случае $\Omega = 0,01$; принимая наиболее неблагоприятные условия, предполагая, например, что стенки сделаны из фарфора и не покрыты окислом, так что $\rho = 0,5$ (приблизительно, см. § 22), найдем: $\frac{db}{b} = \frac{1}{600}$.

Такая разница в яркостях незаметна для глаза; она повлечет за собою вблизи 2000° К ошибку в определении температуры около 1/3°. В случае фарфора, покрытого окислами, или при оболочке из угля предшествующие значения окажутся еще гораздо менее высокими.

159. В. Неравенства температур в различных точках оболочки. Предыдущие расчеты предполагают, что вся стена оболочки доведена до одной и той же, весьма однородной температуры. Это условие хорошо выполняется, если оболочка погружена в баню с расплавленным металлом (§ 171). Но это не так в случае печей с металлической обмоткой или с нагревательной трубой, приток тепла в которых происходит непосредственно только через часть стенки.

Рассмотрим такую печь (рис. 75). Пусть A — визируемый участок. Так как этот участок излучает энергию и тепло не подводится к нему непосредственно от нагревательной обмотки, то его температура T , измеряемая термопарой, приведенной в соприкосновение с A , должна быть ниже, чем температура $T + \Delta T$ ³⁾ нагреваемой стенки. Дей-

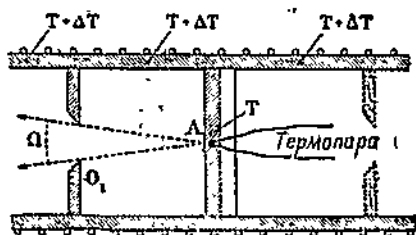


Рис. 75.

1) В случае пирометра суммарной радиации это изображение должно вполне покрывать поверхность спая термоэлектрической пары, что заставляет применять довольно большие отверстия. Мы еще вернемся к этому вопросу при описании различных типов пирометров.

2) Это соответствует отверстию около 4 мм, расположенному на расстоянии 4 см от центральной части стенки A .

3) Мы предполагаем, что нагреваемая стенка находится на большой длине при очень однородной температуре.

ствительно, необходимо, чтобы потеря энергии в A компенсировалась притоком тепла от нагревающейся стенки, а этот приток происходит частично за счет теплопроводности, частично за счет излучения.

Предположим, что теплопроводность мала (стенка из огнеупорного фарфора), попытаемся оценить порядок величины ΔT и ее влияние на излучение, посылаемое A .

В силу закона Стефана (§ 29) единица поверхности элемента A излучает количество энергии, равное

$$\alpha \cdot \Omega \frac{\sigma T^4}{\pi} \quad (h)$$

(α обозначает коэффициент абсорбции стенки). Это количество энергии должно быть компенсировано потоком излучения, идущего от остальной оболочки при температуре $T + \Delta T$ ¹⁾. В силу закона Стефана этот поток излучения, получаемый A , равняется

$$\sigma [(T + \Delta T)^4 - T^4],$$

а часть, поглощаемая A , имеет значение (после преобразований):

$$\alpha \cdot \sigma \cdot 4T^3 \cdot \Delta T. \quad (i)$$

Приравнявая (h) и (i), получим:

$$\Delta T = \frac{\Omega}{\pi} \cdot \frac{T}{4}. \quad (k)$$

Принимая значения параметров, приведенные выше, т. е. $\Omega = \frac{1}{100}$, $T = 2000^\circ \text{K}$, найдем: $\Delta T = 1^\circ$, 5.

В случае нагревающейся трубы и перегородки из угля теплопроводность становится заметной²⁾, и значение ΔT будет меньше 1° . Для металлической трубы, почерневшей изнутри, и металлических, также почерневших перегородок, разность ΔT спускается значительно ниже 1° ³⁾.

Определим влияние перегрева ΔT на излучение, испускаемое A . Это излучение, исходящее из A , складывается из собственного излучения A , равного αb_T , и излучения $\rho \cdot b_{T+\Delta T}$ испускаемого стенкой при температуре $T + \Delta T$ и отраженного A . Это суммарное излучение можно приравнять излучению черного тела температуры $T + \Delta T$, т. е. написать соотношение:

$$\alpha \cdot b_T + \rho \cdot b_{T+\Delta T} = b_{T+\Delta T}$$

¹⁾ В действительности, стенка, снабженная отверстием, ограничивающим пучок, находится при температуре, очень близкой к T ; напомним, что мы определяем только порядок величины.

²⁾ В предшествующем расчете мы не принимали во внимание тепло, подводимое к A вследствие теплопроводности стенки, соединяющей A с нагревающейся частью. Читатель без труда внесет нужное дополнение в каждом практическом случае. Ясно, что проводимость уменьшит значение поправки ΔT .

³⁾ В фарфоровой печи при температуре плавления золота измеренная разность ΔT оказалась около 2° Fairchild, Hoover and Peters, «Bur. Stand. J. Research», 1, 940, 1929).

Отсюда, принимая во внимание, что $\alpha + \rho = 1$, получим без труда в силу закона Стефана:

$$\Delta T'' = \rho \cdot \Delta T = \rho \cdot \frac{\Omega}{\pi} \cdot \frac{T}{4}, \quad (g')$$

соотношение, сохраняющее силу, какова бы ни была природа применяемого пирометра.

Представляется интересным отметить, что эта поправка $\Delta T''$ в случае измерения суммарного излучения в точности равна поправке, происходящей вследствие присутствия отверстия [§ 158, формула (g)]. Обе поправки, будучи разного знака, взаимно компенсируются¹⁾.

В случае измерений, выполняемых с монохроматическим пирометром, обе поправки также имеют противоположные знаки, но они не равны по величине. Положительная поправка $\Delta T''$ несколько больше отрицательной поправки ΔT . Иначе говоря, монохроматический пирометр, введенный на оболочку, дает температуру несколько большую, чем термонара, и разность тем более заметна, чем большее значение имеют ρ и Ω ²⁾.

Итак, представляет преимущество применение оболочки, коэффициент отражения которой ρ по возможности мал, а теплопроводность высокая. Оболочку следует выбирать малых размеров, для того чтобы уменьшить радиальные неоднородности температуры.

Для хорошо построенной печи мы не в состоянии были установить заметной разницы в излучении печи из маршвардского фарфора, почернившего или непочернившего³⁾.

В предшествующих рассуждениях мы предполагали, что стенки имеют цилиндрическую форму и нагреты до очень равномерной температуры на значительной длине. Действительно, необходимо, чтобы не только часть, примыкающая к излучающей стенке A (от A до первого отверстия O_1 , рис. 75), но также и часть, расположенная за отверстием O_1 , была при очень однородной температуре. В противном случае рассуждений, аналогичных вышеприведенным, позволят оценить порядок величины получающейся ошибки. Прибавим также, что для многих случаев приходится помещать в печь термонары. Если горячий спай этой термонары не находится в зоне очень равномерной температуры, то возникают потери тепла вдоль проволок термонары, и температура, ею отмечаемая, будет ниже температуры стенки.

На практике, когда температурный режим печи установился, температура первой диафрагмы O_1 не должна отличаться от температуры визируемой стенки A . Некоторые экспериментаторы⁴⁾, для того чтобы

1) По нашему мнению, в этом обстоятельстве следует видеть объяснение факту, отмеченному Coeblents, «Bur. Stand. Bull.», 12, 572, 1916, согласно которому фарфоровая непочерненная оболочка, которая по вычислению поправки на отверстие должна была бы дать суммарную яркость, на 11% меньшею, чем черное тело, дала на опыте яркость, лишь на 1% более высокую, чем теоретическое черное тело.

2) Эти включения хорошо согласуются с данными опыта. См. Hoffman und Meissner, «Ann. d. Phys.», 60, 209, 1914.

3) См. также Waldner and Burgess, «Bur. Stand. Bull.», 3, 167, 1907.

4) Mendenhall and Forsythe, «Phys. Rev.», 4, 65, 1914. (Печь с угольной трубкой.)

удостовериться, что визируемая стенка хорошо выполняет условия черного тела, снабжают эту стенку отверстиями малого диаметра; эти отверстия не должны выделяться на общем фоне стенки. Наконец, в тех случаях, когда применяют контрольную термонару, можно переместить горячий опай этой термонары так, чтобы он оказался перед визируемой стенкой. Когда печь достигнет своей стационарной температуры, пара не должна отличаться от стенки, на которую она проектируется.

160. Проводники и огнеупорные вещества, применяемые при постройке печей, предназначенных служить черным телом. Общее рассмотрение. Прежде чем приступить к описанию различных печей, предназначенных служить черным телом, мы хотели бы дать некоторые общие указания относительно материалов, применяющихся при конструкции этих печей.

Первый способ состоит в применении в качестве нагревательного сопротивления проводящей трубы, достаточно твердой, чтобы сделать излишним применение подпорок из огнеупорного материала. В принципе температура, достигаемая в такой системе, ограничена температурой плавления трубы и в большинстве случаев летучестью металла. Чистая платина позволяет, таким образом, достигнуть температуры 1600°C ; с трубой из родистой платины можно достигнуть 1700°C . Иридий, гораздо более тугоплавкий, позволяет перейти через 2000°C . Но при этой температуре и даже при температурах значительно более низких довольно быстрое испарение металла сильно сокращает длительность службы печи, построенной из этого металла. Два первых металла представляют преимущество в том отношении, что их можно применять в атмосфере воздуха, не опасаясь окисления. Трубки из молибдена и вольфрама применялись до сих пор только при конструкции электрических печей, но их также можно применить для реализации черного тела; они позволили бы достигнуть температуры 2200°C (для молибдена) и 2700°C (для вольфрама), но крайней мере, в атмосфере инертного газа (водород, азот, аргон). В вакууме эти температуры были бы значительно ниже ввиду более быстрого испарения металла.

Для того чтобы получить хорошую однородность температуры посредством таких трубок, приходится брать их довольно длинными; кроме того, их толщина должна быть достаточно значительной, чтобы обеспечить, даже при высокой температуре, необходимую механическую прочность; вследствие этого цена таких печей становится высокой.

В тех случаях, когда присутствие угля не представляет помехи, предпочтительны печи из угольной трубы (прессованный аморфный уголь или графит)¹⁾. Такие печи, будучи недорогими, позволяют, как мы увидим далее, легко получить температуры в 2800°C . Печи с плавящейся трубой, о которых мы говорим, представляют неудобство, состоящее в том, что они требуют очень сильных токов (сотни ампер). Можно уменьшить значение этих токов, применяя вместо сплош-

¹⁾ Относительно описания и устройства этих печей см. книгу P. Lebeau, Электрические печи и химия (Presses universitaires de France), гл. II, стр. 86 и след., 1927.

ной трубы плотно лежащую обмотку (проволока или лента) из выбранного металла на огнеупорной поддержке.

Нам кажется полезным сказать несколько слов о различных огнестойких материалах, могущих служить для этих целей. Для температур, не превосходящих 1600°C , могут служить огнеупорные марквардские фарфору¹⁾; чистый глинозем (алунд)²⁾ позволяет доходить до 1700°C , нафонеи, магнезия³⁾, если она очень чиста, позволяет достигнуть 2500°C .

Нагревающая обмотка может быть помещена снаружи огнеупорной трубы. В тех случаях, когда это оказывается возможным, предпочтительно располагать обмотку внутри трубы⁴⁾, даже и тогда, когда это не очень просто. Металл излучает при этих условиях непосредственно внутрь печи, без промежуточного огнеупорного слоя, и такое расположение позволяет выиграть несколько сот градусов. Печь с наружной обмоткой из платины не позволяет поднять температуры выше 1450°C . Та же обмотка, помещенная внутри огнеупорной трубы, даст до 1600°C .

Вольфрам и молибден при температуре свыше 2000°C реагируют с окислами (MgO и ZrO_2). Для очень высоких температур необходимо пользоваться печами, в которых металл не опирается на поддержки (т. е. печами из металлической трубы).

161. Печи однородной температуры. Мы указывали выше на необходимость получения чрезвычайно большой однородности температуры в центральной части печи, предназначенной служить черным телом.

Печи с нагревающейся металлической трубой (Pt , Ir) дают в своей центральной части довольно хорошую однородность температуры. Можно улучшить эту однородность, обеспечивая в то же время печи более длительную продолжительность функционирования, покрывая центральную часть трубы несколькими листками, сделанными из того же металла и имеющими убывающую длину [см. ниже (рис. 78)⁵⁾].

В печах с металлической обмоткой, навитой на огнеупорный материал, можно также получить достаточно хорошую однородность температуры⁶⁾ при условии, что длина печи велика по сравнению с ее диа-

¹⁾ Государственный фарфоровый завод в Германии (Берлин) prepares различные типы этих фарфоров (массы D, K и т. д.), чрезвычайно ценные для всех работ при высоких температурах. В каталогах этой фирмы можно найти все физические характеристики этих фарфоров. Их точки размягчения лежат около 1700°C . Некоторые из них (масса K) практически непроницаемы для газов до 1500°C . Можно иметь куски любой формы (трубы с бороздкой, полые оболочки, диафрагмы и т. д.).

²⁾ В продаже можно найти трубы из глины, отлитые и затем пульверизированные и прессованные (алунд) и снабженные снаружи бороздкой, позволяющей легко осуществить обмотку металлической проволокой. При помощи алундового компонента можно самому вылепить различные огнестойкие части, необходимые для внутреннего устройства печи.

³⁾ В продаже очень трудно достать нужные огнестойкие части из магнезии. Можно приготовить их самому, расплавляя сперва чистую магнезию в электрической печи, затем разбрызгивая ее и цементруя прибавлением хлористого или азотнокислого магния. Вылепленные из этой массы объекты можно затем обжечь при 2000°C .

⁴⁾ Относительно подробностей см. G. Lebeau, l. c., гл. I.

⁵⁾ См. Hoffmann und Meissner, «Ann. d. Phys.», 60, 201, 1909.

⁶⁾ Jaggerot et Perrot, Arch. Soc. phys. nat., 20, 28 и 506, 1905. В их печах с платиновой обмоткой (длина 30 см, диаметр 6 см) температура оказалась однородной в точности до 2° на участке длиной в 8 см и с точностью до $0,3^{\circ}$ на участке в 4 см длиной.

метром и что открытые концы печи надлежащим образом защищены от потери тепла.

Во всяком случае эта однородность, повидимому, недостаточна для измерений высокой точности. Можно обойти затруднение, располагая

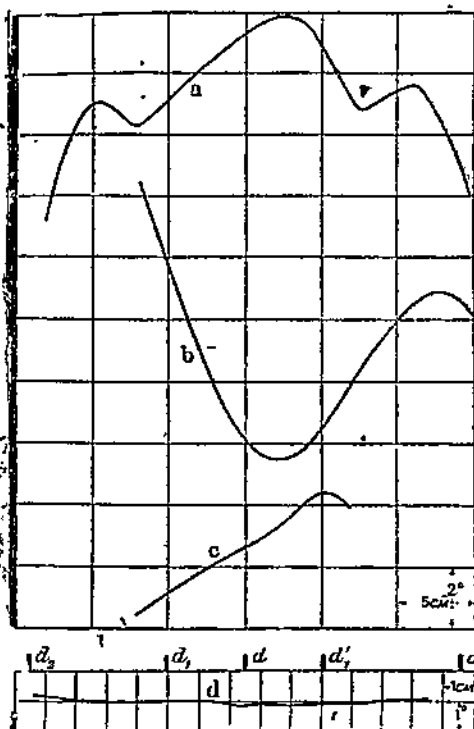


Рис. 76. Изменение температуры вдоль оси печи с обмоткой из нихрома, предназначенной для осуществления черного тела при температуре плавления золота (рис. 85).

Печь без внутренней металлической трубы:

- а) $A_1 = 13,3$ ампера; $A_2 = 4,7$ ампера;
 б) $A_1 = 11,9$ » $A_2 = 6,7$ »
 в) $A_1 = 12,2$ » $A_2 = 5,2$ »
 $A_3 = 4,7$ ампера;
 $A_3 = 5,3$ »
 $A_3 = 4,6$ »

Печь с внутренней металлической трубой t_0 :

- д) $A_1 = 12,6$ ампера; $A_2 = 5,64$ ампера;
 $A_3 = 4,88$ ампера

(A_1, A_2, A_3 — токи в главной обмотке и в двух дополнительных обмотках.)

моткой из нихрома была снабжена двумя дополнительными обмотками, навитыми на трубы длиной в 40 см и диаметром 6 см. Внутри этой печи

витки на концах теснее, чем в центре, или, еще лучше, помещая на концах печи добавочные обмотки (наружные или внутренние), могущие перемещаться вдоль оси печи и питаемые током, который можно регулировать независимо от тока главной обмотки. Это устройство вызывает некоторые замечания. С единственной равномерной обмоткой в центральной части получается зона однородности тем более длинная, чем выше температура, поэтому крайне важно, чтобы внутренние концы дополнительных обмоток не заходили в эту область однородности, что привело бы к образованию бугров на кривой распределения температуры вдоль трубы; положение обмоток должно быть тщательно выбрано при помощи проб.

Отметим, наконец, что можно значительно улучшить однородность, помещая при всех конструкциях внутри печи металлическую трубу при условии, что концы этой трубы не заходят слишком близко к холодным концам печи.

Все вышесказанное можно лучше всего иллюстрировать, воспроизводя наблюдения Флери¹⁾, относившиеся к печи, реализующей черное тело при температуре плавления золота. Эта печь длиной 80 см с внутренним диаметром 3,8 см, с об-

¹ Fleury, «Ann. d. Phys.», 5, 303, 1926.

можно было поместить никелевую трубу в 1 мм толщиной, 50 см длиной и 2 см в диаметре, служившую излучающей оболочкой.

Кривые распределения при различных режимах даны на рис. 76. Легко заметить очень существенное улучшение, даваемое металлической трубой; при этих условиях оказывается возможным осуществить однородность температуры с точностью до $0,2^\circ$ на протяжении, большем чем 12 см.

Описание главных электрических печей, служащих для осуществления черного тела при высокой температуре¹⁾.

Мы не будем останавливаться на первых попытках осуществления черных тел при помощи оболочек, нагреваемых пламенем, ибо при таких оболочках достигалась плохая однородность температуры.

Люммер и Курльбаум²⁾ впервые отметили все преимущества, которые можно извлечь из применения в качестве черного тела оболочек, нагреваемых электрическим током.

Мы опишем сейчас с некоторыми деталями электрические печи, служившие для важнейших измерений, касающихся излучения черного тела, останавливаясь на тех из них, которые представляют какие-либо интересные особенности.

162. Печи с металлической трубой. В своих важных измерениях излучения черного тела Люммер и Курльбаум первые применили печь с нагреваемой платиновой трубой, сделанной из листка платины толщиной в 0,01 мм, свернутого в цилиндр 40 см длиной и 4 см в диаметре (рис. 77). Два прямолинейные края этого листка были

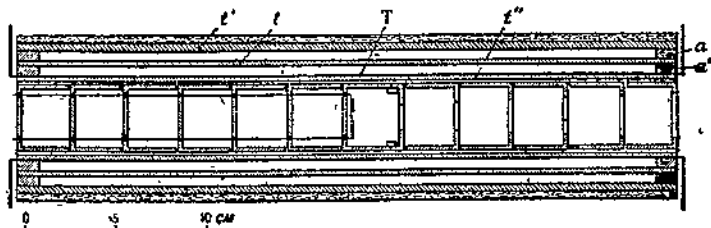


Рис. 77. Печь с платиновой нагревательной трубой.

T — нагревательная труба из платины; *t, t'* — защитные трубы из огнеупорного фарфора; *a, a'* — огнеупорные кольца; *t''* — труба из огнеупорного фарфора, предназначенная для поддержки нагревательной трубы.

сварены на горелке по всей своей длине. Для того чтобы нужным образом распределить линии тока, концы трубы *T*, полученной таким образом, были утолщены при помощи двух более толстых платиновых колец, приваренных в свою очередь к двум диаметрально противополо-

¹⁾ Для библиографических справок и для дополнительных подробностей по этому вопросу мы отсылаем читателя к уже упоминавшейся книге Р. Леваа, Электрические печи и химия, стр. 73.

²⁾ Lummer und Kurlybaum, «Verh. Deutsch. Phys. Ges.», 17, 106, 1898; «Ann. d. Phys.», 5, 829, 1901.

ложным пластинкам, служащим для подводки тока. Вокруг нагревательной трубы располагалась труба t из марквардского фарфора, диаметр которой был несколько больше диаметра t' , так что между трубами оставалась прослойка воздуха. Эта огнеупорная труба окружалась огнестойкой же пылью или второй аналогичной трубой t'' , отделяющей новый слой воздуха. Для того чтобы придать твердость нагревательной трубе, внутри ее располагалась тесно к ней прилегающая труба t''' из марквардского фарфора толщиной в 2 мм. Совокупность труб поддерживается кольцами a, a' , также сделанными из огнестойкой массы. Внутри печи помещался ряд диафрагм, назначение которых ограничивать излучение центральной части, куда проходят две проволоочки опорной термонары. Такая печь может быть доведена до температуры 1520°C при токе около 100 А. Для достижения точки плавления палладия (1557°C) Гофман и Мейснер¹⁾ применили очень



Рис. 78. Сложное расположение платиновых труб, имеющее назначение обеспечить наибольшую однородность в центральной части печи.

сходную печь, но платиновый листок имел несколько большую толщину, 0,04 мм вместо 0,01 мм²⁾. Однородность температуры в центральной части трубы была увеличена тем, что к трубе в ее середине добавили дополнительные листочки из того же металла убывающей длины, с фестоном в виде зубьев пилы, вырезанными на краях листочков (рис. 78). Промежутки между платиновой трубой и первой огнеупорной крышкой был, сверх того, заполнен порошком магнетита.

Авторы не дают никаких данных относительно распределения температуры в их печи.

Для увеличения однородности температуры в печи с платиновой трубой типа Люммера и Курльбаума, Вайднер и Бюргесс³⁾ расположили вокруг платинового цилиндра дополнительную обмотку, сделанную из платиновой ленты, навитой на фарфоровую трубку. Витки, широко расставленные в центре, были, наоборот, очень тесно сжаты во внешней части, которая выступала за край цилиндра приблизительно на 8 см с каждого конца.

Согласно замечаниям, сделанным выше (§ 161), при таком расположении однородность может быть осуществлена только вблизи определенной температуры. Опыт, действительно, показал, что вблизи 1245°C можно было получить температуру однородную с точностью до $0,2^{\circ}$

1) Hoffmann und Meissner, «Ann. d. Phys.», 60, 211, 1919.

2) Листки такой толщины могут быть получены более правильными, кроме того, увеличивается срок годности печки.

3) Waidner and Burgess, «Bur. Stand. Bull.», 3, 165, 1907. Аналогичная печь была применена Coblenitz, «Bur. Stand. Bull.», 10, 24, 1913.

на протяжении 12 см от центра, тогда как при температурах 600 и 1300°С на том же самом протяжении обнаруживаются отклонения, превосходящие 10°.

В тех случаях, когда черное тело осуществляют при помощи бани из расплавленного металла, однородность температуры нагревательной трубы играет менее важную роль. В качестве примера печи такого устройства мы воспроизводим печь с платиновой трубой, построенную Гофманом и Мейснером для изучения черного тела при точке плавления палладия (рис. 79).

Вышеописанные печи при продолжительных нагревах не позволяют превосходить 1600°С. При применении цилиндра из родистой платины (20% приблизительно) можно достигнуть 1700°С. Для работы выше этой температуры приходится обращаться к более тугоплавкому металлу.

Неркст, а впоследствии Гергеус, осуществили печи с трубой из иридия. На рис. 80 мы воспроизводим последнюю модель такой печи, построенную фирмой Гергеус и примененную Гофманом в его измерениях излучения черного тела при температуре плавления платины¹⁾. Труба T из иридия в 29 см длины, 4 см в диаметре и толщиной 0,25 мм приварена к платиновым кольцам P , связанным с серебряными держателями A , которые представляют собой пружины и обеспечивают свободу расширения нагревательной трубе. Тепловая защита осуществляется при помощи двух труб из магнезии M и M' , промежуток между которыми заполнен магнезитом m . Вся центральная часть печи состоит из перегородок из магнезии. На рисунке видно расположение термопары иридий—рутенистый иридий. Эта термопара служит в качестве опорной.

Аналогичные печи служили и для других исследований и оказали очень ценные услуги. К несчастью, цена их очень высока, и, сверх того, они хрупки, и срок их службы довольно ограничен вследствие

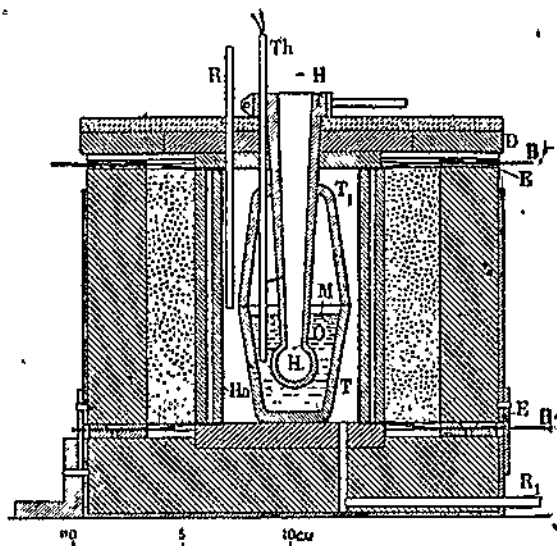


Рис. 79. Печь с платиновой трубой для осуществления черного тела при температуре плавления палладия.

Ha — платиновая нагревательная труба; E — серебряное кольцо; B — электроды из серебра; T₁, T₂ — тигли из мармаринового фарфора; H — оболочки черного тела, погруженные в расплавленный металл M; Th — термоэлектрическая пара; R, R' — охлаждающие трубы для циркуляции азота.

¹ Hoffmann, «Zts. f. Phys.», 27, 290, 1924.

«быстрого испарения металла. Можно уменьшить это испарение, покрывая трубу, как это сделали Вайднер и Бюргесс¹⁾ при своих исследованиях точки плавления палладия и платины, тонким слоем, состоящим из окислов тория, иттрия и циркония. Этот прием, однако, ускоряет изменение металлов, нагреваемых внутри такой печи.

Для различных целей применяли нагревательные трубы из молибдена или вольфрама, помещенные в пустоту или в атмосферу инертного газа²⁾. Но, по видимому, такие печи довольно плохо удовле-

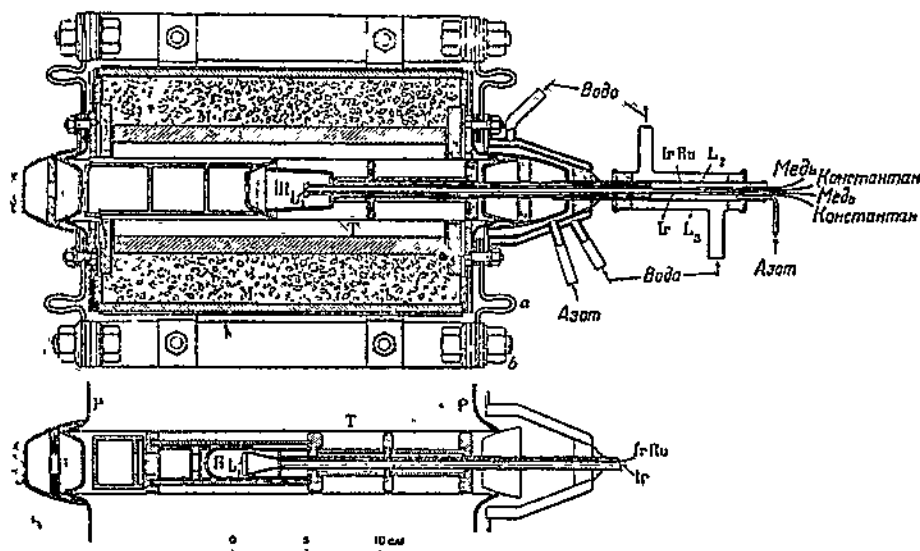


Рис. 80. Печь с горизонтальной трубкой для осуществления черного тела при температуре плавления платины.

T — нагревательная труба из иридия; *P* — платиновый фляп, припаянный к трубе; *a* — гибкий серебряный фляп; *M* и *M'* — трубы из магния, осуществляющие тепловую защиту; *H* — излучающая оболочка; *b* — подводящие клеммы для тока; *L*₁ и *L*₂ — спай термопары Ir — IrRu; *L*₁ и *L*₂ — холодные спай, температура которых контролируется двумя термопарами медь — константан.

творяли условиям черного тела. За последние годы техника изготовления тонких пластинок из этих металлов значительно усовершенствовалась, так что теперь можно достать в продаже пластинки больших размеров, которые позволили бы осуществить конструкцию печей, приспособленных к измерениям излучения черного тела.

163. Печи с трубкой из угля. Мы указали выше (§ 160) преимущества печей с трубкой из угля. Люммер и Прингсхейм³⁾ в своих исследованиях, касающихся законов излучения черного тела до 2000° C, применяли такую печь. В § 46 (рис. 19) приведена репродукция печи,

¹⁾ Waidner and Burgess, «Bur. Stand. Bull.», 3, 163, 1907.

²⁾ Wartenberg, «Verh. Deutsch. Phys. Ges.», 12, 121, 1910; Fichter and Oesterheld, «Zts. f. Elektroch.», 21, 50, 1915.

³⁾ Lummer und Pringsheim, «Ber. Deutsch. Phys. Ges.», 1, 3, 1903.

построенной Форсайтом с целью измерений излучения черного тела до 3100°C . Несмотря на то, что эта печь имеет небольшие размеры (внут-

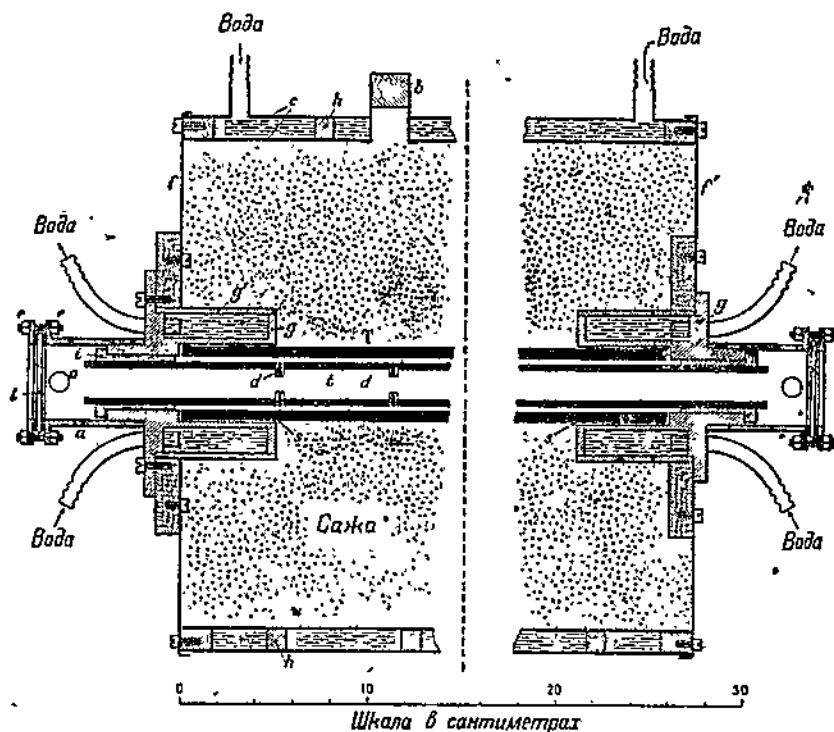


Рис. 81. Печь с угольной трубой для осуществления черного тела.

g — нагревательная труба из аморфного угля; l — центральная графитовая труба, несущая диски d из графита, предназначенные для ограничения излучения (дифракции); g — металлическая арматура, по которой циркулирует вода; r и r' — прокладки из фибры; f и f' — гибкие фланцы из тонкой латуни; e — водяная рубашка с двойными стенками; h — спиральная перегородка; b — трубка для выведения сажи; s — омеднение угольной трубы и припаян, закрепляющая трубу g ; i — изолирующее кольцо; a — труба, несущая стеклянное окошечко; k — стягивающие болтики; o — отверстие для введения азота.

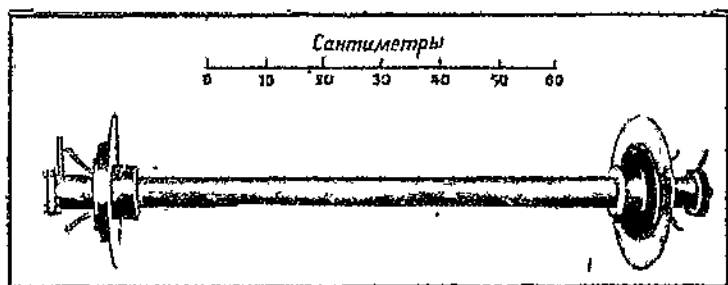


Рис. 82. Печь с угольной трубой.

(Нагревательная труба с металлическими арматурами для подвода тока.)

ренний диаметр 14 мм), она требует очень больших мощностей (10 kW, чтобы дойти до температуры 1800°C , и 35 kW, чтобы достигнуть 3100°C).

В лаборатории легко осуществить аналогичную печь, применяя гораздо меньшие мощности, и добиться хорошей однородности температуры в значительных объемах. Мы опишем несколько подробнее печь, которую нам пришлось сконструировать самим¹⁾. Печь эта представлена на рис. 81, 82 и 83. Нагревательная труба T из прессованного аморфного угля длиной в 80 см, внешним диаметром 4 см, внутренним — 3 см омеднена²⁾ на концах и впаяна³⁾ в металлические арматуры g , построенные таким образом, чтобы осуществить циркуляцию воды в охладителе. К этим арматурам прикреплены фибровые кольца r и r' ,

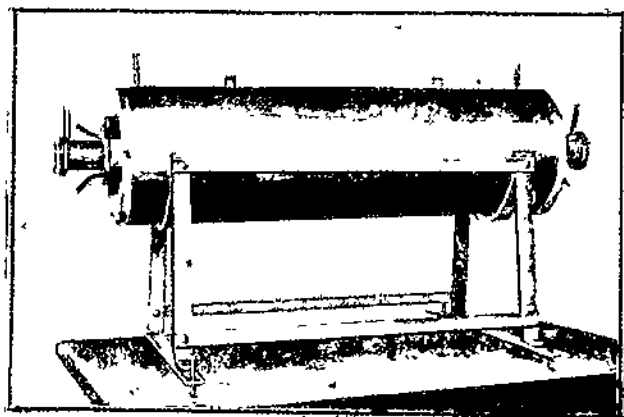


Рис. 83. Печь с угольной трубой. Общий вид.

осуществляющие тепловую изоляцию и поддерживаемые дисками ff' . Если эти диски сделаны из очень тонкой латуни (0,2 мм), то их способность к прогибу достаточно обеспечивает свободное расширение трубы при всех температурах⁴⁾. По внешней окружности диски привинчены к водяной рубашке C с двойными стенками, по которой циркулирует вода для обеспечения наибольшего постоянства температуры печи при изменениях внешней температуры. Эту оболочку, сделанную из двойного латунного цилиндра, полезно снабдить внутренней перегородкой h , идущей по спирали. Чтобы обеспечить легкую сборку и разборку печи, диск f' расположен с наружной стороны кольца r' ; таким образом, отвинтив этот диск, можно вынуть всю печь с арматурами из оболочки.

Излучающая оболочка состоит из трубы t из аморфного угля (или лучше из графита), поддерживаемой на концах двумя изолирующими

¹⁾ Эта печь весьма похожа на печь, описанную Флери (л. с.).

²⁾ Омеднение выполняется электролитически при помощи следующей ванны: воды — 1000 см³, CuSO_4 — 400 г, H_2SO_4 — 20 г; плотность тока 1 А на 1 дм². Толщина слоя меди в 1/10 мм достаточна.

³⁾ Припайка выполняется обычно очень хорошо.

⁴⁾ Лучшее всего устроить таким образом, чтобы диски при холодной печи были слегка вогнуты внутрь (приблизительно на 2 мм).

штуками i . Внутри этой трубы расположены графитовые диафрагмы, имеющие назначение ограничивать излучение центральной части печи ¹⁾.

Проще всего укрепить эти диски в определенных местах при помощи графитовых штифтов, проходящих сквозь стенки трубы и проникающих в тело дисков ²⁾.

Наблюдение производится сквозь стеклянную пластинку l , прижатую к оправе a при помощи болтиков e и резиновых прокладок. Отверстие o , помещенное в непосредственной близости к l , позволяет заставить циркулировать внутри печи азот для удаления продуктов сгорания. Чтобы обеспечить свободную циркуляцию азота, центральный диск, на который направляют пирометр, снабжен двумя-тремя маленькими дырочками, помещающимися около самой внутренней поверхности трубы t .

Электрический ток подводится через концы трубы при помощи двух клемм, укрепленных на арматурах g и видимых на рис. 82 и 83. Мощность в 1 kW (150 A, 6 V) достаточно для достижения температуры в 2000° C.

164. Печи с металлической обмоткой на огнеупорной трубе. Мы опишем с некоторыми подробностями печь с обмоткой из никрома, построенную Флери с целью осуществления черного тела при температуре плавления золота ³⁾. Главная обмотка состоит из 84 витков никромовой

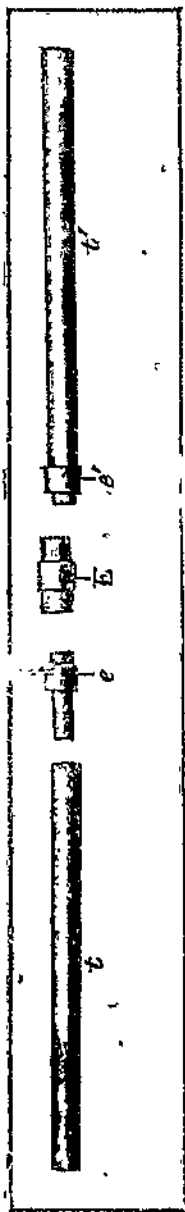


Рис 84. Печь с угольной трубой.

Центральная труба, представляющая собой чистое тело однородной температуры. a — центральная часть из графита, содержащая сплошную перегородку, которая вынуждает пирометр; o , o' — части из графита, выходящие на E и содержащие диафрагмы, ограничивающие отверстием черной оболочкой; i , i' — труба из аморфного угля или графита, помещающиеся на части a и o' . (Исследователи физически абсорбируют газного газа в Париже)

¹⁾ Не следует забывать, что отверстия этих дисков должны быть выбраны таким образом, чтобы луч, исходящий из точки центрального диска, полностью покрывал объектив примененного пирометра.

²⁾ Для измерений, требующих очень большой точности, представляет преимущество устроить излучающую оболочку в виде сплошного куска графита по возможности однородного, для того чтобы обеспечить превосходную равномерность температуры. Мы воспроизводим на рис. 84 модель оболочки, принятой в Исследовательской лаборатории Газового общества в Париже. Стенка, измеряемая пирометром, образована из куска графита E путем высушивания графита с двух сторон, так что остающаяся перегородка имеет толщину около 1 см. Графитовые части o' навиваются на E таким образом, чтобы был обеспечен очень хороший тепловой и электрический контакт.

³⁾ Fleury, «Ann. d. Phys.», 5, 298, 1926. Мы приведем выше (§ 161) кривые распределения температур. Среди всех систем печей, описанных выше, печь Рибо, представляющая, по нашему мнению, наибольшие гарантии с точки зрения однородности температуры.

кварца трубами из маркирдского фарфора, причем центральную трубу следует делать из глазированного фарфора или из массы К. Для того чтобы достигнуть точки плавления палладия, надо пользоваться печами, в которых в качестве нагревательного металла применяется платина. В § 3 мы уже воспроизвели изображение печи с платиновой обмоткой¹⁾ (проволока толщиной 1,2 мм, намота внутри огнеупорного цилиндра из магнезии) и с дополнительными обмотками, применявшуюся Деєм и Сосманом в их определениях температуры плавления палладия при помощи азотного термометра,

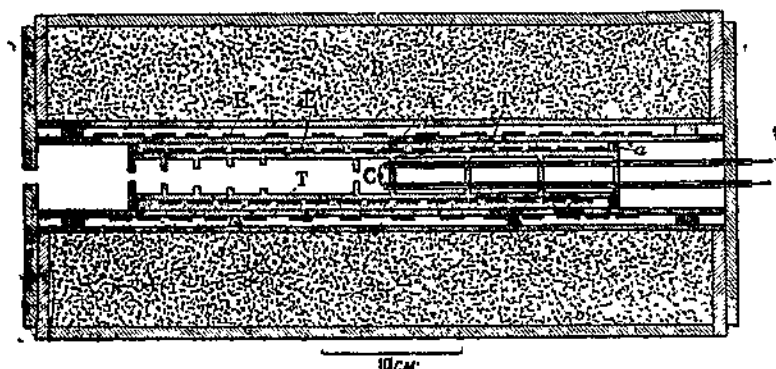


Рис. 86. Печь с двойной платиновой обмоткой для осуществления черного тела при температуре плавления палладия.

E — обмотка из платиновой ленты с равномерно распределенными витками; *E'* — обмотка из платиновой ленты с витками, более тесно расположенными на концах; *T*, *T'* — трубы из огнеупорного материала (фарфор, алунд), поддерживающие обмотку; *A* — порошок очень чистого глинозема; *a* — огнеупорные кольца, предназначенные для удерживания на месте порошка глинозема; *S*, *S'* — подставки; *C* — контрольная термочаша; *B* — диффузорная земля.

Для того чтобы обеспечить возможно хороший контакт между платиной и стенками огнеупорной трубы, рационально применять вместо проволоки металлическую ленту¹⁾. Обычные печи этого типа (Гергеус) служили очень часто в качестве черного тела; однако они не позволяют достигнуть температуры выше 1400°C . Для того чтобы достигнуть температуры плавления палладия и, кроме того, для получения большей однородности температуры, оказалось необходимым видоизменить эту модель. Мы опишем несколько подробнее форму печи, принятую Гайдом и Форсайтом²⁾ при их измерениях температуры плавления палладия. Печь, примененная этими авторами (рис. 86), состояла из двух обмоток; одна, навитая на трубу *T* (из маркирдского фарфора или глинозема) состояла из платиновой ленты *E* в 2 см шириной и 0,01 мм толщиной, навитой равномерно, так что отдельные витки ложились сколь возможно тесно, но, конечно, без короткого замыкания. Вторая обмотка *E'*, выдающаяся над первой в оба конца на несколько сантиметров, была сделана из ленты тех же размеров, но центральные витки этой обмотки лежали менее плотно, чем витки, расположенные

¹⁾ См. «Электрические печи и химия», стр. 40.

²⁾ Hyde and Forsythe, «Astr. J.», 51, 245, 1920.

на концах. Путем проб подбиралось такое расположение обмоток, которое обеспечивало в центральной трубе очень однородную температуру. Промежуток между обенми трубами T и T' был заполнен порошком чистой окиси алюминия; этот порошок удерживался при помощи колец a , свободно скользящих между трубами T и T' .

Такое расположение, с каскадной обмоткой печи, представляет, с одной стороны, преимущества большей однородности в распределении температуры, а с другой, — позволяет достигнуть более высоких температур, чем при одипарных обмотках. Центральная обмотка доводится до довольно высокой температуры действием паружной обмотки; поэтому тог. в центральной обмотке может быть относительно слабым, что уменьшает опасность испарения металла вследствие перегрева.

Ниже, в связи с вопросом об осуществлении черного тела при температуре плавления палладия, мы приведем описание печи с молибденовой обмоткой.

165. Печь упрощенного типа для черного тела высокой температуры. Было предложено несколько приближенных решений, имевших целью осуществление оболочки, удовлетворяющей достаточно точно

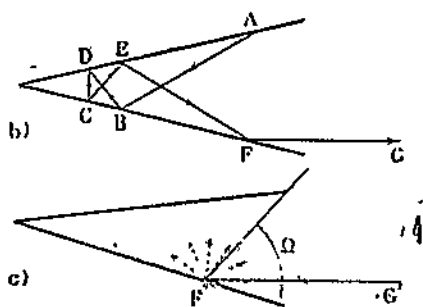
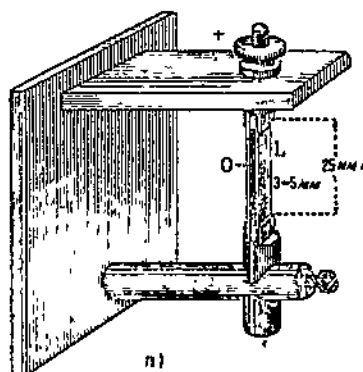


Рис. 87. Пластика, согнутая в виде буквы V, под малым углом, нагреваемая электрическим током и дающая (приблизительно) излучение черного тела.

условиям черного тела. Мы упоминали о них в связи с вопросом об испускательных способностях (§ 59). Одна из этих попыток, предпринятая Менделенголом¹⁾, состоит в применении металлической пластинки, согнутой в форме буквы V, с малым углом (около 10°); рис. 87а дает некоторые подробности такого устройства. Нетрудно представить, что при подобном расположении условия черного тела реализуются лишь довольно приблизительным образом. Действительно, луч FG , испущенный вдоль оси тела (рис. 87b), представляет собою не только излучение, испущенное участком F пластинки, но также и всеми точками A, B, C, D, E , соответствующими лучу, идущему от A , и правильно отраженному от поверхности пластинки. Если n есть число отражений, испытанных лучом, идущим от A , b — спектральная яркость излучения,

¹⁾ Mendenhall, «Astroph. J.», 33, 191, 1911; Mendenhall and Forsythe «Astroph. J.», 37, 18, 1913.

испускаемого металлом, то яркость поверхности при L' будет иметь значение (§ 28):

$$b(1 + \rho + \dots + \rho^n),$$

где ρ обозначает коэффициент отражении полированного металла. Эта яркость, которую можно представить в виде

$$b \cdot \frac{1 - \rho^{n+1}}{1 - \rho},$$

тем больше приближается к яркости черного тела ($\frac{b}{1 - \rho}$) при той же температуре, чем больше показатель n . При угле около 10° , n близко к 18. Для платины, коэффициент отражения которой ρ близок к 0,7, отношение между яркостью оболочки и яркостью черного тела, равное $(1 - \rho^{n+1})$, имеет значение 0,998. На практике расхождения, повидимому, более значительны. Причина, повидимому, лежит в том, что внутренняя поверхность пластинки никогда не бывает ни вполне плоской, ни идеально полированной¹⁾. Если считать поверхность металла вполне диффузной, то можно рассуждать, как мы это сделали выше (§ 158), отыскивая значение коэффициента абсорбции оболочки для луча $G'I''$, падающего в точку I'' внутренней поверхности (рис. 87с). Принимая за единицу интенсивность луча $G'F'$, имеем, что в точке F' поглощается количество света, равное $(1 - \rho)$, а часть ρ рассеивается по всем направлениям. Эта последняя часть ρ не вполне поглощается; часть ускользает через отверстие угла Ω , так что суммарный коэффициент абсорбции имеет значение²⁾:

$$1 - \rho \cdot \frac{\Omega}{\pi}.$$

Он может заметно отличаться от единицы, особенно для точек F' , близких к внешним краям пластинки. Прибавим, что нижняя часть полости никогда не представляет вполне острого угла, но слегка закруглена; для лучей различного наклона, исходящих из точек, близких ко дну полости, число последовательных отражений оказывается сильно уменьшенным, и даже для аккуратно согнутых пластинок всегда наблюдают черную черту в центре поля. Подобные же рассуждения применимы и в случае испускания конусом с малым углом (§ 59).

Повидимому, представляет преимущество применение металлической трубки, нагреваемой электрически и снабженной малым отверстием, сквозь которое делаются пирометрические отсчеты (рис. 23, стр. 105), как это было сделано Ворthingом³⁾ при его исследованиях испускательной способности различных металлов (§ 59).

1) Пластинка, долго нагреваемая при высокой температуре, принимает постепенно гравулированный вид.

2) Это значение слишком велико; мы пренебрегаем светом, который выходит из отверстия, испытав повторное рассеяние.

3) Worthing, Phys. Rev., 10, 377, 1917 и 28, 174, 1926.

Ниже мы остановимся подробно на этом методе в связи с вопросом об осуществлении черного тела при температуре плавления какого-нибудь металла (§ 174).

Можно применять также — как это делается при оптическом изучении точки плавления какого-либо металла — оболочку, снабженную отверстием и погружаемую в баню расплавленного металла (§ 171); ниже мы вернемся еще к этому методу. Отметим, наконец, что техника нагревания токами высокой частоты, ныне широко применяемая, позволила бы легко нагревать значительные массы металла до высоких температур, очень хорошо регулируемых.

166. Лейкоскоп. На практике, повидимому, трудно превзойти 2800°C , какой бы системой печи ни пользоваться. В тех случаях, когда необходимо иметь излучение известного спектрального состава, представляющее излучение черного тела при очень высоких температурах, можно применить следующее расположение, рекомендованное, повидимому, Мейюре и Нузлем¹⁾ и примененное для измерений Пристом²⁾, давшим ему название лейкоскопа. Кварцевая пластинка подходящей толщины (0,5 мм), вырезанная перпендикулярно оптической оси, расположена между двумя поляризаторами с нормальными полями. Вся система пронизывается излучением, исходящим из стандартной лампы. По выходе из системы свет имеет спектральный состав (цветную температуру), являющийся функцией угла между поляризатором и анализатором. Мы отсылаем читателя к оригинальным работам для ознакомления с деталями устройства и с применением прибора к измерениям цветной температуры источников³⁾.

1) Burgess and Le Chatelier, Measurement of high Temperature, p. 343.

2) Priest, J. Opt. Soc. Amer., 4, 485, 199; 5, 178, 1921.

3) Priest, Bur. Stand. Bull., 18, 228, 1922.

Осуществление черного тела при температуре плавления какого-либо металла. Пирометрические реперы.

Всякая экстраполяция к высоким температурам, выполняющаяся оптическим методом, требует (§ 113) осуществления черного тела при температуре плавления золота. С целью установления известных пирометрических опорных пунктов оказалось необходимым изучить возможность осуществления черных тел также и при других температурах. Для определения этих температур были выбраны точки плавления чистых металлов, прежде всего палладия и платины, которые можно нагревать на воздухе, не опасаясь их изменения, и которые, сверх того, представляют и иные преимущества: возможность получения в чрезвычайно чистом виде, наличие отчетливой и очень хорошо определенной температуры плавления. Мы остановимся главным образом на этих металлах и прибавим также некоторые указания относительно молибдена и вольфрама, которые призваны играть важную роль в установлении шкалы высоких температур. Мы сообщим известные подробности различных методов устройства черных тел при температуре плавления какого-нибудь металла и скажем, наконец, несколько слов относительно чистоты металлов, играющих роль стандартов.

167. Метод плавящейся проволоочки. В действительности этот метод совпадает с определением электродвижущей силы термопары при температуре плавления металла. На практике между двумя концами термопары вплавляют кусок проволоочки того металла, плавление которого исследуется (диаметр от 0,1 до 0,6 мм¹⁾, длина от 4 до 10 мм); осуществленный таким образом инструмент мы будем называть плавящейся термопарой. Эта пара помещается в печь однородной температуры, и температура постепенно повышается до плавления проволоочки; отмечают э. д. с. на борнах пары непосредственно перед разрывом.

Может оказаться удобным расположить в той же печи, которая должна быть устроена таким образом, чтобы очень точно удовлетворять условиям черного тела, вторую термопару (контрольная пара)²⁾.

¹⁾ Проволочки различных диаметров должны приводить к одинаковым значениям. Предпочтительнее следует отдавать, по всяком случае, большим диаметрам, если есть основание опасаться, что металл может быть нагрет атмосферой печи.

²⁾ Можно расположить эту термопару рядом с плавящейся парой, в той же стороне печи, или же ввести плавящуюся пару через отверстие, проделанное для наводки

помещаемую очень близко от первой. Это расположение представляет следующее преимущество: после того как наступило расплавление, можем, пользуясь контрольной парой, поддерживать печь при температуре плавления и выполнить с удобством целую серию пирометрических определений.

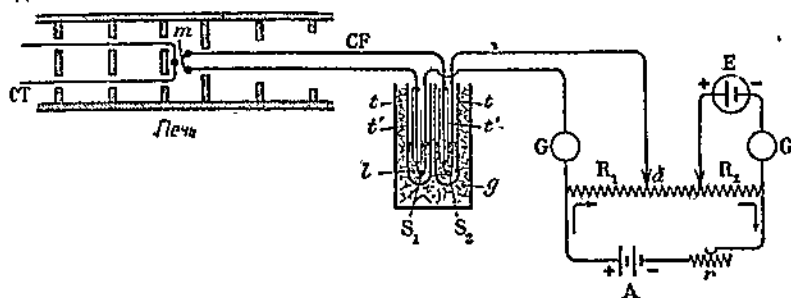


Рис. 88. Схема потенциометрической установки, применяемой при измерениях электродвижущей силы термопары.

CF — проволоочки плавящейся термопары; m — металл, вплавленный между ветвями термопары; S₁, S₂ — соединения концов термопары с проволоками, ведущими к потенциометру; g — лед; t — стеклянные пробирочки, в которых помещаются концы термопары; t' — трубки, изолирующие проволоочки; l — жидкость; A — аккумуляторы, питающие потенциометр; r — реостат, регулирующий потенциометрический ток; E — эталонный элемент Вестона; G — гальванометр; CT — контрольная термопара.

Эти измерения требуют применения некоторых предосторожностей, на которых мы ниже остановимся. Теперь же отметим, что упрощенный метод, состоящий в отсчете пирометра аккуратно в момент разрыва проволоочки, кроме недостаточной точности, связанной с необходимостью быстрого отсчета, может приводить еще к ошибкам, обусловленным тем, что температура печи всегда в момент разрыва оказывается несколько выше температуры плавления проволоочки; ошибки этого рода могут достигать многих градусов.

168. Плавящаяся пара. Наиболее надежный метод для вняки плавящейся проволоочки в термопару состоит в следующем. Концы металлической проволоочки, предназначенной для плавки (1—2 мм), скручивают с концами проволоочек, составляющих термопару; затем каждый скрученный виток вводят медленно в пламя бунзеновской или палльной горелки, начиная со свободного конца. На конце образуется маленький шарик сплава, который постепенно увеличивается по мере того, как витки глубже входят в пламя.

Измерения э. д. с. на bornax термопары делаются обычным потенциометрическим методом. На рис. 88 представлена вся совокупность установок, на которой видно расположение плавящейся пары CF и контрольной пары CT¹⁾. При помощи реостата r регулируют ток в по-

пирометра; так как при этом плавящаяся пара находится с противоположной стороны печи (рис. 88), то ее можно ухватить, как только она переплавилась. Некоторые авторы считают преимуществом такого расположения возможность довести спай обеих термопар почти до соприкосновения и обеспечить, таким образом, идентичность их температур.

¹⁾ На рисунке не показаны трубы, защищающие термопары, и потенциометр, соединенный с контрольной парой. Жидкость l (масло) имеет назначением обеспечить хороший тепловой контакт спаев термопары с ледяной ванной.

тенциометре так, чтобы гальванометр G , соединенный с эталонным элементом, оставался на нуле; затем регулируют положение движка a так, чтобы гальванометр, связанный с термонарой, оставался на нуле. Между э. д. с. пары (e) и эталонного элемента (E) получаем соотношение¹⁾:

$$\frac{e}{E} = \frac{R_1}{R_2}.$$

Для того чтобы точно определить э. д. с., соответствующую плавлению, лучше всего поступать следующим образом. Поднимаем температуру печи так, чтобы она лишь на несколько градусов не доходила до точки плавления, и устанавливаем движок a ребрата с таким расчетом, что зайчик гальванометра находится вблизи нуля; температура печи продолжает подниматься, зайчик смещается по шкале и затем, в момент разрыва переплавляющейся проволоочки, скачком возвращается к нулю. По положению движка a и по числу делений, указываемых зайчиком на шкале в момент разрыва, можно без труда найти искомую э. д. с.

Если подъем температуры происходит не особенно быстро ($0,5-2^\circ$ в минуту), то перед разрывом наблюдается остановка зайчика, которая может тянуться 1 мин. и больше (рис. 89). Эта задержка объясняется тем обстоятельством, что теплота, необходимая для расплавления проволоочки, подводится довольно медленно путем излучения со стороны стенок оболочки; разрыв же произойдет только тогда, когда проволоочка становится достаточно жидкой, чтобы собраться в две отдельные капельки. Само собой разумеется, следует тщательно избегать всякого натяжения плавкой проволоочки, которое могло бы вызвать разрыв ранее свободного переплавления. Если плавящаяся проволоочка выбрана слишком короткой, то может случиться, что разрыва не произойдет вовсе, ибо вся масса проволоочки соберется в единую капельку; в таком случае на кривой подъема температуры будет опять-таки наблюдаться горизонтальный участок (задержка в подъеме), за которым вновь следует подъем; предпочтительно выбирать более длинную

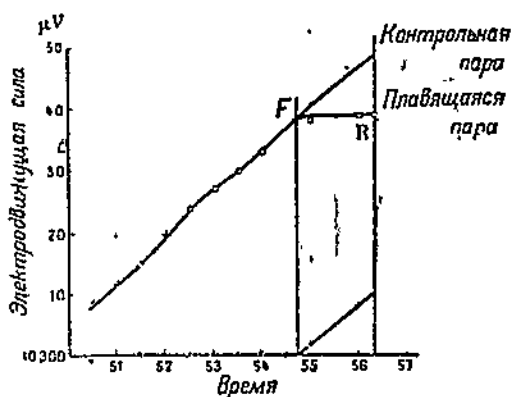


Рис. 89. Кривые нагревания плавящейся термонары и контрольной термонары.

F — начало плавления; R — разрыв плавящейся пары. Нижняя кривая ($\times$) представляет разность между электродвижущими силами контрольной термонары и плавящейся термонары.

¹⁾ На практике для обоих контуров применяют один и тот же гальванометр. В потенциометрах сопротивления R_2 обычно делается постоянным, так что положение движка a дает непосредственным отсчетом прямо значение электродвижущей силы e .

проводочку, обеспечивающую разрыв. С другой стороны, однако, нельзя брать слишком длинной проволоочки, ибо надо иметь уверенность, что переплавляющаяся часть имеет точно ту же температуру, как и соседние спай термомпары.

Некоторые авторы считают рациональным располагать термомпару так, чтобы плавкая проволоочка находилась в соприкосновении с центральной стенкой печи; в этом случае теплота, необходимая для плавления, подводится к проволоочке очень быстро, плавление практически наступает мгновенно, и на кривой роста температуры не обнаруживается горизонтального участка¹⁾.

Температуры последовательных плавок проволоочек, вырезанных из одного и того же образца, в хорошо выполненных измерениях не должны отличаться друг от друга больше чем на $1\text{--}2^\circ$. Были предложены некоторые вариации описанного метода. Вместо того чтобы вводить плавкую проволоочку между ветвями термомпары, можно навить ее в виде спирали около спая термомпары; в таком случае на кривой роста температуры получается очень отчетливый перегиб, без последующего обрыва. Этот последний прием может представлять в известных случаях преимущество, состоящее в том, что термомпара может быть использована как опорная термомпара, так что нет надобности удалять ее из печи.

Предыдущие наблюдения могли бы производиться в печи, где температура не очень равномерна; в частности, не является необходимым, чтобы плавящаяся проволоочка была точно при той же самой температуре, как и стенка оболочек; достаточно, чтобы температура была строго однородна в области, примыкающей к спаям термомпары. В последующих же пирометрических измерениях важно, чтобы визируемая стенка имела точно такую же температуру, как и контрольная термомпара. Для того чтобы не применять второй термомпары в качестве контрольной, можно использовать для этого плавящуюся пару. С этой целью, тщательно определив э. д. с. e_0 этой термомпары при температуре плавления исследуемого металла, вновь спаивают концы термомпары и вводят ее в печь, температура которой регулируется теперь таким образом, чтобы точно воспроизводилась э. д. с. e_0 . Процедура несколько более длинная, чем при наличии второй контрольной термомпары; но она представляет, во всяком случае, то преимущество, что позволяет избежать возможных разниц в показаниях плавящейся и контрольной термомпар. Мандусе в лаборатории Ротшильда предложил другую технику измерений²⁾, состоящую в следующем. Стабилизируют температуру печи на несколько градусов ниже точки плавления металла; при этой тем-

1) Fleury, Ann. d. Phys., 5, 308, 1926. Центральная стенка была металлической (никель); золотая проволоочка, служащая для пайки, приводилась в соприкосновение не с никелевой стенкой, а с проложенной специально пластиной из платины, которая не дает сплава с золотом. Плавка происходила практически мгновенно; момент плавки мог быть отмечен сигнальным звонком, приводимым в действие током, замыкающимся в момент разрыва. В таком случае отсчет э. д. с. по контрольной термомпаре может быть произведен точно в момент возникновения сигнала.

2) Ribaud et Nikifine, Ann. d. Phys., 11, 451, 1929. Подробное описание этой техники дано в другой статье.

пературе выполняют все оптические измерения, тщательно отмечая, конечно, э. д. с. e_0 на борнах плавящейся термопары; когда оптические измерения закончены, начинают медленно поднимать температуру печи с тем, чтобы заметить на кривой роста температуры перегиб, характеризующий плавление, и отмечают соответствующую этой температуре э. д. с. e_0 ; по разности $e_0 - e_1$ можно без труда и точно установить связь между температурой плавления и той, при которой производились оптические измерения. Этот метод имеет, в частности, очень большое преимущество в том отношении, что, будучи дифференциальным, он позволяет полностью исключить ошибки, происходящие от паразитных токов или электродвижущих сил, которые могут существовать в измерительном контуре.

169. Контрольная термопара. Для точного воспроизведения температуры плавления, определенной, как было описано выше, можно воспользоваться контрольной термопарой, которая служит нулевым инструментом (рис. 88). Об употреблении такой пары следует сделать несколько замечаний.

Предположим, что наблюдают одновременный подъем показаний плавящейся и контрольной термопар и наносят обе кривые нагрева термопар: получается график, подобный приведенному на рис. 89¹⁾. В то время как показания контрольной термопары продолжают правильно расти, давая кривую нагрева, практически прямолинейную, плавящаяся пара, э. д. с. которой сперва совпадала с э. д. с. контрольной пары, в точке F расходится с ней. Во время плавления плавящаяся пара дает горизонтальный участок, который обрывается в K к моменту разрыва нити. Нетрудно сообразить, что э. д. с., которую надо приписать контрольной термопаре к моменту плавки, соответствует точке F . Была бы совершена заметная ошибка, если бы отмечалась э. д. с. контрольной пары к моменту разрыва плавящейся нити²⁾.

Если контрольная термопара предназначена для работы при длительной серии опытов, то ее следует время от времени контролировать. Расположение, указанное на рис. 88, или всякое другое, ему аналогичное, позволяет без труда вводить плавящуюся пару, не демонтируя печи.

Мы уже имели случай подчеркнуть необходимость обеспечения полной идентичности между температурой контрольной термопары и температурой стенки печи, на которую производится наводка пирометра. С этой целью можно так расположить термопару, чтобы ее спай находился непосредственно перед визируемой стенкой (рис. 88, пара OT). Если условия черного тела хорошо осуществлены в печи, то пара не должна выделяться на фоне стенки, когда печь приняла стационарную температуру, соответствующую режиму.

Если визируемая перегородка сделана из огнеупорных окислов, довольно дурно проводящих тепло, то было бы неправильно расположить

¹⁾ Заимствовано у Hoffmann, Zts. f. Phys. 28. 293, 1924.

²⁾ Это не играет роли, если разрыв нити происходит мгновенно. Во всех случаях указываемая ошибка может быть уменьшена применением нити малого диаметра (0,1 мм).

спай термопары позади стенки, даже в непосредственном соприкосновении с ней, особенно, если диафрагмы, помещающиеся по разные стороны перегородки, расположены не вполне симметрично¹⁾; это замечание теряет силу, если центральная перегородка металлическая.

170. Термопары, однородности, защита. Термопары, предназначенные служить в качестве контрольных при пирометрических измерениях, должны удовлетворять некоторым условиям, которые мы только перечислим, не входя в дальнейшие подробности: в число этих условий относится незначительная изменчивость пар при высоких температурах, а также возможность изготовлять их весьма однородными с тем, чтобы избежать паразитных э. д. с.

Для плавления золота и палладия принята термопара, платина — родистая платина, с 10% содержанием родия (де-Шателье). Эта пара при высоких температурах подвергается довольно медленному изменению, связанному с дестилляцией родия. Это изменение, мало заметное при температуре плавления золота, становится более ощутительным вблизи точки плавления палладия, так что следует рекомендовать при работе в этом участке температур довольно часто проверять термопару²⁾.

Для определения точки плавления платины многие авторы применяли пары, обе ветви которых сделаны из сплавов Pt + Rh различных концентраций³⁾ (например 10 и 20% родия); при этой температуре проверка таких пар должна делаться довольно часто. Делались также попытки применить для этого интервала температур пару из иридия — сплава иридия и рутения (90% Ir + 10% Ru). Эта пара позволяет достигнуть 2000° C, но ввиду чрезвычайно большой трудности получить из этих материалов достаточно однородные проволоочки изученные пары обнаруживают довольно заметные местные э. д. с. Электродвижущая сила на концах такой термопары зависит не только от температуры спая, но также и от распределения температуры вдоль проволоочек, что вынуждает всегда помещать термопару в определенное место печи и производить ее градуировку в той самой печи, в которой она должна применяться.

За всеми подробностями и характеристиками этой термопары и указаниями относительно ее применения мы отсылаем читателя к упомянутой уже работе Гофмана (§ 162; рис. 80). Прибавим еще, что эта термопара дорога, крайне хрупка и изменение ее происходит очень быстро вследствие заметной летучести иридия, начиная с 1200° C. Была предложена также термопара, вольфрам — молибден, позволяющая доходить до 2400° C, но оба составляющие ее металла очень легко окисляются, так что их можно применять только в очень хорошем вакууме или в инертной атмосфере (водород, азот, аргон).

¹⁾ См. Waldner and Burgess, Bur. Stand. Bull., 3, 167, 1907.

²⁾ По этой причине приходится отказываться от термопары, платина — иридиевая платина, которая дает большую э. д. с., но в которой дестилляция иридия происходит гораздо быстрее.

³⁾ Waldner and Burgess, Bur. Stand. Bull., 3, 199, 1907; Hoffmann, Zts. f. Phys., 27, 287 и 301, 1924.

Повидимому, никаких точных измерений с этой термопарой еще не производилось¹⁾.

Во всех измерениях, описанных выше, контрольная термопара входит исключительно как нулевой инструмент. Недостатки однородности, которые при других измерениях могут представлять большие неудобства²⁾, здесь играют второстепенную роль при условии, что пара всегда помещается на одно и то же место внутри печи, так что градиент температуры сохраняет всегда одно и то же значение в каждой точке. Однако термопары, представляющие полные гарантии в смысле однородности, имеют, конечно, преимущество.

Защита термопар играет весьма большую роль в тех случаях, когда пары, выделяющиеся в печи, грозят изменить эти термопары; в частности,

это имеет место, когда стенки печи содержат окись кремния и когда атмосфера печи восстановительная³⁾; восстановление окиси кремния освобождает кремний, который очень легко соединяется с платиной, давая соединение, значительно понижающее температуру плавления металла. В частности, если нагревательная труба сделана из угля, то представляет желательным защитить

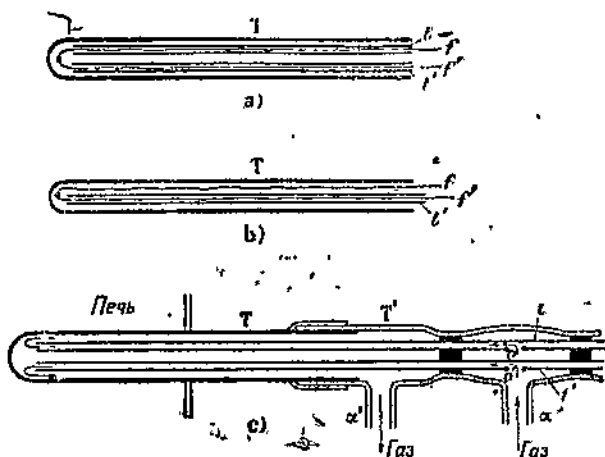


Рис. 90. Различные формы защиты проволоочек термопары.

a — две тонкие трубки, окружающие проводочки; *b* — одна проволоочка, заключенная в трубочку; *c* — трубочки с газом, циркулирующим по трубке; *T* — защитная фарфоровая трубка, непроницаемая для газа.

центральную часть печи, где помещается термопара, при помощи фарфоровой трубки, по возможности непроницаемой для газа⁴⁾, вдоль которой заставляют циркулировать инертный газ. Точно так же крайне полезно заставить другой поток того же самого газа циркулировать между нагревательной и защитной трубками.

Во многих случаях можно ограничиться тем, что нити термопары помещают в фарфоровую трубку *T* (марки К), закрытую с одного конца, а каждую из проволоочек термопары *f* и *f'* окружают в свою очередь трубками меньшего диаметра (*t*, *t*₁), служащими для электрической изоляции проволоочек друг от друга (рис. 90*a*). Можно также принять расположение, показанное на рис. 90*b*. Наконец, можно еще умень-

¹⁾ Эта пара обладает точкой инверсии, что несколько ограничивает ее применение.

²⁾ См. «*Thermometric practices*», стр. 223.

³⁾ Можно только с большой осторожностью осуществлять циркуляцию водорода в печи; следует предпочитать инертный газ (азот или аргон).

⁴⁾ Фарфор марки К или при низких температурах глазированный фарфор (§ 160).

шить опасность порчи термопары, заставив циркулировать инертный газ, входящий по трубкам t и t_1 (отверстия a , o и o') и выходящий в наружную трубу T (через отверстие a'). Рис. 90с дает модель осуществления вспомогательной трубки T' из стекла, поддерживающей трубки T , t и t_1 , допускающей циркуляцию газа. Зачерненные части — места склейки, которую можно осуществить при помощи воска.

Наконец, следует принять меры предосторожности для того, чтобы избежать паразитных токов, которые возникают, особенно при высоких температурах, вследствие заметной проводимости огнеупорных материалов печи. Надлежит наиточным образом изолировать измерительный потенциометр и питающую его батарею. Точно так же необходимо заботиться о том, чтобы внутреннее расположение огнеупорных частей печи обуславливало возможно малую электрическую проводимость между нагревательным контуром и проволочками термопары. С этой целью трубки, защищающие термопару, должны предохраняться от непосредственного контакта с горячими центральными частями печи. Их укрепляют по возможности при помощи специальных подержек, расположенных в холодных зонах печи.

Вышеуказанные предосторожности не оказываются достаточными, если температура превосходит 1450°C . Никитину ¹⁾ (лаборатория Ротшильда) удалось совершенно исключить паразитные токи, окружая центральную часть печи, содержащую оболочку и термопару, металлической обкладкой, играющей роль электрической защиты.

Печь состоит из первой трубки (из массы марки К), непроницаемой для газов, 6-см внутреннего диаметра и второй, концентрической трубки (также марки К) 2 см диаметром, несущей снаружи молибденовую майяжету, предназначенную для того, чтобы служить экраном. Нагревательная обмотка из молибдена навита на рифленой трубке, помещенной между двумя вышеупомянутыми трубками. Пространство между этими трубками герметично, и в нем циркулирует поток водорода. Центральная трубка содержит излучающую оболочку и термопару; можно без затруднений поддерживать там какую-нибудь атмосферу (воздух, азот, кислород). Излучающая оболочка выбирается малых размеров с тем, чтобы полностью исключить радиальный градиент температуры.

Метод плавления проволочки, который мы описали выше, представляет преимущество, состоящее в том, что при нем мы нуждаемся лишь в малых массах плавящегося металла. Но это обстоятельство может, с другой стороны, приводить к неудобствам, ибо делает металл чувствительным к изменениям, которые могут вызываться испарениями печи ²⁾. Кроме того, этот метод имеет тенденцию давать слишком большие значения для оптических яркостей вследствие того, что проволочка имеет тенденцию разрываться при температуре более высокой,

¹⁾ Nikitine, Soc. franç. Phys. Bull., N° 289, Mars 1930.

²⁾ Можно убедиться в том, что это не внегидомета, если применять термопары из проволок различных диаметров, которые должны давать идентичные числа. Если есть риск порчи, то можно вводить плавящуюся термопару за несколько секунд до того, как печь достигнет температуры плавления.

чем ее температура плавления, равно как и вследствие того, что стенки печи, которые излучают по направлению к проволочке, обладают температурой более высокой, чем эта последняя (§ 159).

Упрощенный метод. Вышеописанная техника довольно сложна. Для измерений, которые не претендуют на очень большую точность, были предложены приближенные методы, из которых мы опишем только следующий⁴⁾. Плавящийся металл в виде пластинки f помещается наклонно на конце графитовой трубы T' , винченной в свою очередь внутри другой графитовой трубы T , снабженной отверстием o , через которое выполняются пирометрические наблюдения (рис. 91). Внутренняя насадка трубы T заменяет диафрагмы и обеспечивает достаточным образом условия осуществления черного тела. Весь кусок нагревается до одинаковой температуры, которая постепенно возрастает. До тех пор, пока плавление металла не началось, не наблюдается никаких деталей, ибо наклонно поставленная пластинка отклоняет свет, идущий от нарезанных стенок. Но как только началось плавление, на пластинке замечают черные струи, возникающие вследствие отражения темного отверстия o на полированной поверхности частей, начавших плавиться. При некоторой опытности можно произвести несколько отсчетов, прежде чем пластинка расплавится. Кусок графита хорошо подходит для таких металлов, как Ag, Au, Pd и Pt, которые не образуют углеродистых соединений. Фарфор менее пригоден для указанной цели вследствие меньшего коэффициента поглощения и малой теплопроводности. Вышеописанный метод быстр и удобен в обращении; но он обладает недостатками, свойственными всем аналогичным методам: отсчеты пирометра не могут быть производимы со всей желаемой тщательностью. Кроме того, как мы видели, он приносит ошибку, связанную с тем, что температура печи систематически несколько выше, чем температура плавящейся пластинки⁵⁾. Кроме того, измерения, сделанные в аналогичных условиях, при соприкосновении с графитом дают для платины всегда слишком низкую температуру плавления, вероятно, вследствие воздействия на металл паров кремния, всегда содержащегося в графите.

171. Метод бани расплавленного металла. Принцип этого метода, предложенного в первый раз Блонделем в 1896 г.⁶⁾, иллюстрируется рис. 79 (стр. 249).

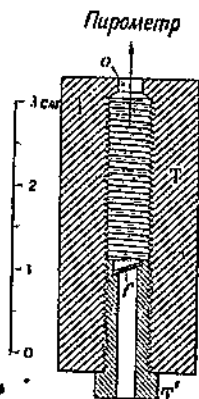


Рис. 91. Черное тело для градуировки пирометра при температуре плавления чистого металла.

T, T' — трубы из графита или фарфора; f — пластинка из металла, предназначенная к плавке, расположенная наклонно к направлению винчивания пирометра.

⁴⁾ Roberts, J. Opt. Soc. Amer., 10, 723, 1925. (Черное тело для градуировки оптических пирометров.)

⁵⁾ Эта ошибка в данном случае несколько меньше, чем в случае проволочки, помещенной внутри оболочки и нагреваемой почти исключительно вследствие излучения.

⁶⁾ Blondel, *Eclair. electr.*, 8, 348, 1896; Waidner and Burgess, *Electr. World*, 52, 625, 1908.

В металл, доведенный до своей температуры плавления, погружают огнеупорную оболочку¹⁾, форма которой выбрана таким образом, чтобы осуществлялись условия черного тела (рис. 92). Если отверстие σ имеет диаметр достаточно малый²⁾, то эти условия оказываются выполненными весьма хорошо, причем жидкий металл обеспечивает превосходную однородность температуры вокруг излучающей части оболочки. Однородность температуры в самой печи играет, повидимому, в данном случае второстепенную роль.

Излучающая оболочка. Для некоторых из применяющихся металлов, не соединяющихся с углеродом, пригодные излучающие оболочки могут быть приготовлены из графита³⁾. В частности, для золота графитовая оболочка подходит очень хорошо, как это показали недавние исследования Фэйрчайлда, Гувера и Петерса⁴⁾. Для других металлов при точных измерениях и температурах, не превышающих 1600°C , предпочтительнее изготавливать эти оболочки из огнеупорного фарфора, силициманита или магнезита, очень чистой и свободной от кремнезема⁵⁾. Мы воспроизводим ниже несколько подробнее некоторые указания, даваемые Гофманом и Мейснером⁶⁾, для осуществления оболочек из марквардского фарфора, вполне удовлетворительных для температуры плавления золота и палладия.

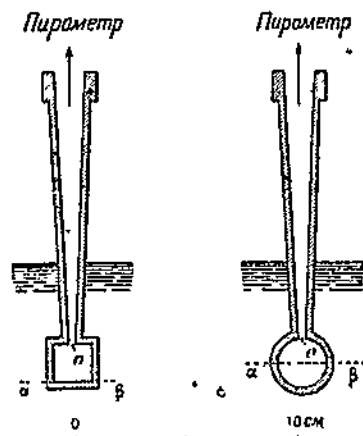


Рис. 92. Огнеупорные оболочки (из марквардского фарфора или графита), предназначенные для погружения в баню из расплавленного металла, осуществляющего черное тело.

В цилиндре из марквардской массы, хорошо высушенной, но не обожженной, протачивают часть оболочки, выше линии $\alpha\beta$ (рис. 92), прикрепляют затем дно (плоское или сферическое), увлажнив предварительно оболочку, и медленно обжигают приблизительно при температуре 1100°C , нижняя часть оболочки доводится затем до 1500°C в печи, предна-

1) Footo, Chem. and Metall. Eng., 11, 97, 1913).

2) Ср. дискуссию, данную выше (§ 158).

3) Уголь не реагирует с большей частью металлов (Au, Cu, Pd, Pt); взятый в виде графита, он может вносить некоторые загрязнения (кремнезем, окись алюминия, окись железа); впрочем, графит нетрудно получить в таком виде, что загрязнения не будут превосходить 0,1%. Для того чтобы по возможности исключить эти загрязнения, следует прожигать графит в вакууме при очень высокой температуре (2500°C).

4) Fairchild, Hoover and Peters, Bur. Stand. J. of Research, 1, 193, 1929. Эти авторы применяли в качестве излучающей оболочки просто трубку с внутренним диаметром 1,2 мм и с наружным в 2 мм, закрытую со стороны дна, длина которой была велика по сравнению с диаметром. Трубки из графита и фарфора дали идентичные результаты.

5) Day et Sosman, J. de Phys., 2, 904, 1912. См. также работу, упомянутую выше.

6) Hoffmann und Meissner, Ann. d. Phys., 60, 215, 1919.

значенной для плавления металла¹⁾. Такие оболочки хорошо противостоят действию расплавленного палладия и не грязнят металла²⁾.

Тигли, предназначенные для вмещения расплавленного металла, также могут быть сделаны из марквардского фарфора толщиной 5 мм и больше, из силлиманита или графита.

Оболочки, показанные на рис. 92, имеют то неудобство, что они требуют применения приемы полного отражения, для того чтобы направить лучи в измерительный пирометр. Малдусс³⁾ в лаборатории Ротшильда, с целью избежать этого осложнения, применяет при температуре плавления золота оболочку, вырезанную в цилиндрическом куске графита, с углублением в центре, снабженным отверстием, направленным вперед; снаружи применяется графитовый цилиндр, закрытый сзади ввинчивающимся дном и содержащий расплавленный металл. Весь прибор, очень небольших размеров (диаметр — около 1 см, вес металла — около 20 г), расположен внутри печи небольших размеров, состоящей из никромовой ленты, навитой на огнеупорную трубу. Наружный подогреватель, сделанный из металлических цилиндров, обеспечивает превосходную однородность температуры.

172. Последовательность операций. Прежде всего расплавляют металл в печи, предназначенной для измерений, затем медленно вводят в нее оболочку, служащую черным телом, погружая ее на подходящую глубину в расплавленный металл. Регулируют затем нагревательный ток таким образом, чтобы вызвать медленное охлаждение или нагревание массы металла (1—2° в минуту), и медленно проходят через температуру плавления (или затвердевания)¹⁾.

Можно выполнять пирометрические отсчеты в течение всего процесса изменения агрегатного состояния. При некотором навыке с пирометром с исчезающей нитью можно выполнять два отсчета в минуту.

В некоторых случаях представляется удобным иметь возможность при помощи термопары следить за ходом изменения температуры внутри металла. С этой целью пару помещают внутрь защитной трубки из марквардского фарфора, закрытой снизу, и погружают ее в металл с таким расчетом, чтобы спай термопары был на высоте излучающей поверхности оболочки, т. е. на несколько сантиметров ниже свободной поверхности металла (рис. 79 стр., 249).

При помощи термопары можно вычертить кривые плавления и затвердевания металла. Мы воспроизводим здесь (рис. 93) кривые, полученные Гофманом и Мейснером для золота и палладия. В случае золота оба горизонтальных участка кривых, относящиеся к плавлению и отвердеванию, очень отчетливы и совпадают между собой с точностью

¹⁾ Фарфоровые фабрики готовят такие оболочки.

²⁾ Это последнее обстоятельство может быть проконтролировано при помощи химического анализа или же, как это делают Гофман и Мейснер, беря время от времени небольшие пробы металла, вытягивая его в форме нитей и исследуя по методу плавления нити.

³⁾ Mendoussa, Soc. franç. Phys. Bull., № 258, 1930.

⁴⁾ Продолжительность процесса зависит от массы металла и от регулировки скорости охлаждения печи. Можно без труда устроить так, что эта продолжительность будет равняться 10—20 мин. (кривые рис. 93).

до долей градуса¹⁾. Иначе обстоит дело с палладием, точка плавления которого гораздо менее отчетлива и отвердевание которого, выраженное несколько лучше, представляет характерные особенности; в частности, замечается легкое нарушение непрерывности (загиб на кривой) при температуре приблизительно на 8° ниже точки отвердевания.

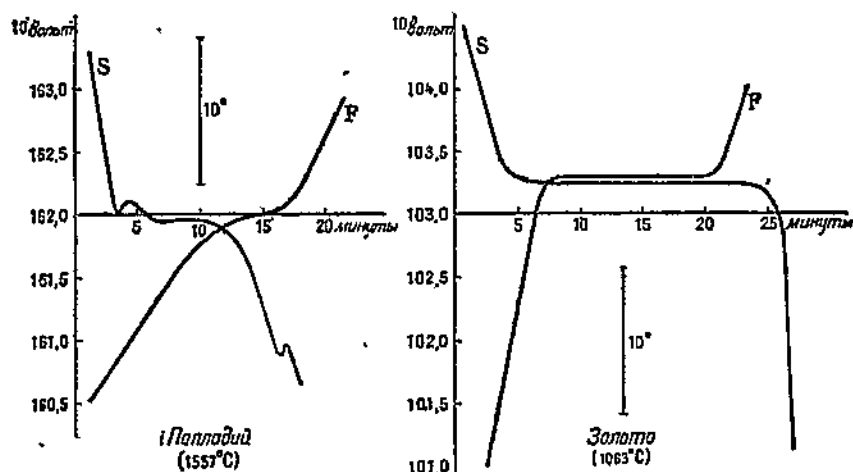


Рис. 93. Кривые плавления (P) и отвердевания (S) палладия и золота.

Пользуясь указаниями, даваемыми термопарой, нетрудно затем очень точно отрегулировать ток нагрева с тем, чтобы удерживать массу в состоянии затвердевания в течение всего времени, необходимого для пирометрических измерений.

Повидимому, до сих пор не было сделано попытки провести по этому методу точное определение температуры плавления платины.

173. Обсуждение метода. Нам представляется полезным сказать несколько слов относительно причин тех ошибок, которые могут сказываться при этом методе измерений.

Можно считать, что температура во всей массе металла для любого момента времени вполне однородна; поэтому мы рассмотрим только влияние стенок излучающей оболочки. Вследствие наличия отверстия оболочка излучает несколько меньше, чем это делало бы совершенное черное тело. Это влечет за собой первую поправку, которую мы оценили выше (§ 158).

Кроме того, если металл имеет температуру T , то внутренняя стенка оболочки необходимо находится при более низкой температуре. Действительно, энергия, излучаемая сквозь площадку с отверстием, должна компенсироваться при помощи притока теплоты сквозь стенки оболочки, а этот приток теплоты не может происходить иначе, как вследствие разности температур между наружной и внутренней частями печи.

¹⁾ То же имеет место для меди в неокисляющей атмосфере.

Мы предположим, что вследствие обмена излучением различные элементы внутренней поверхности имеют одну и ту же температуру $T - dT$.

Энергия dW , излучаемая за секунду сквозь отверстие, может быть вычислена без труда, если заметить, что излучающая полезная зона, окол A (рис. 94) имеет поверхность, близкую к s , и каждый элемент этой поверхности излучает в телесный угол $\Omega = \frac{s}{D^2}$. Отсюда следует:

$$dW = \frac{\sigma \cdot T^4}{\pi} \cdot s \cdot \frac{s}{D^2}.$$

Принимая

$$\sigma = 5,7 \cdot 10^{-12} \frac{\text{ватт}}{\text{см}^2 \text{ град.}^4}, \quad s = 0,2 \text{ см}^2, \quad D = 2 \text{ см}, \quad T = 2000^\circ \text{ К},$$

найдем:

$$dW = 0,3 \text{ ватт}.$$

Обозначая через e толщину стенок, через c — коэффициент теплопроводности (в $\frac{\text{ватт}}{\text{см} \text{ град.}}$), через S — поверхность оболочки, найдем, что количество энергии, пронизывающей толщу огнеупорного сосуда, выражается через

$$dW = cS \frac{dT}{e}.$$

Принимая $e = 0,2 \text{ см}$, $S = 12 \text{ см}^2$, $c = 0,01$ (для фарфора), найдем, приравняв два вышенаписанные выражения для энергии dW :

$$dT = 0^\circ,5.$$

Иначе говоря, для фарфоровой оболочки толщиной в 2 мм и диаметром в 2 см, снабженной отверстием в 5 мм диаметром, разность температур между внутренней и наружной поверхностями достигает 0,5 при 2000° К . При температуре плавления палладия эта разность составляет 0,3.

Приведенные расчеты показывают, в какой степени существенно применять оболочки с незначительной толщиной стенок. Действительно, разность температур, вычисленная выше, пропорциональна толщине. Заметим, кроме того, что в случае оболочки из графита, теплопроводность которого приблизительно в 100 раз больше, вычисленная поправка становится совершенно ничтожной. Предшествующие формулы позволяют заключить, что разность dT практически не зависит от размеров оболочки при данном телесном угле Ω и данной толщине стенок.

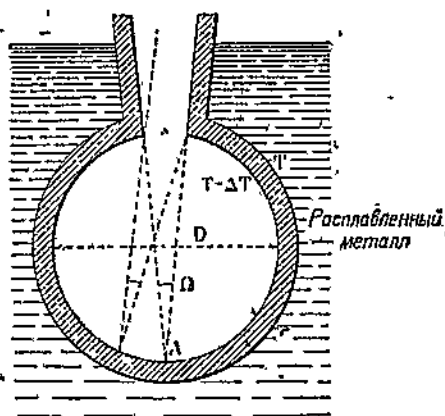


Рис. 94.

Из предшествующего обсуждения следует, что метод банки расплавленного металла систематически приводит к значениям, слишком малым, тогда как метод плавящейся проволоочки имеет, как мы видели, тенденцию давать значения слишком большие.

В своей недавней работе Файрчайльд, Гувер и Петерс (§ 171) измерили при точке плавления золота «оптическую» температуру, которая оказалась по методу плавящейся проволоочки на 2° выше, чем по

методу измерения излучения в полости. По видимому, при применении метода плавящейся проволоочки авторы применяли оболочки слишком большого диаметра, в которых радиальный градиент температуры был слишком велик; для того чтобы сделать температуру более однородной, следовало бы обложить оболочку толстым слоем металла.

Приблизительный метод. В тех случаях, когда не стремятся к очень высокой точности, можно заменить вышеописанную технику измерений следующей, более простой¹⁾.

Внутри вертикальной печи, центральная часть которой представляет собой зону приблизительно одинаковой температуры (от 6 до 8 см длиной), помещают огнеупорную трубку *T*, закрытую снизу (рис. 95). Слой порошка из огнеупорного материала (*P*), расположенный на дне трубки, поддерживает полный сосуд *C*, содержащий металл *M*, заполняющий его, примерно, наполовину. Крышка этого сосуда снабжена двумя отверстиями от 2 до 3 мм диаметром. Пирометрические наблюдения производятся через отверстие, расположенное около стенки сосуда (рис. 95).

Когда металл расплавляется, он принимает форму выпуклого мениска²⁾, и область, на которую направляется пирометр, имеет в сечении

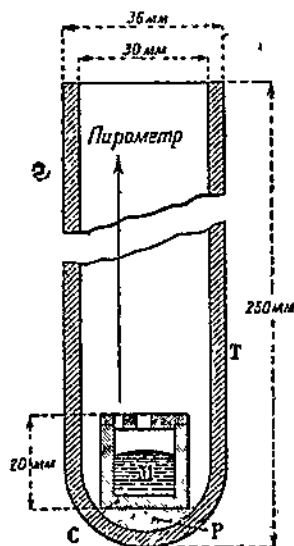


Рис. 95. Упрощенный метод измерения излучения черного тела при температуре плавления металла.

T — трубка, служащая в качестве оболочки; *C* — сосуд; *M* — металл; *P* — порошок из огнеупорного материала.

вид буквы V, осуществляя, таким образом, довольно хорошие условия черного тела. При таком расположении можно при помощи пирометра следить за ходом плавки и выполнить целую серию отсчетов во время периода отвердевания. Это расположение дает измерения менее точные, чем метод, описанный выше, главным образом, потому, что условия черного тела осуществляются здесь гораздо менее удовлетворительно. Если масса примененного металла достаточна, этот метод может все-таки обеспечить точность около 3° .

¹⁾ См. *Pirometric practice*, стр. 211.

²⁾ Наблюдения через центральное отверстие позволяют предвидеть приближенно момента плавления. Когда образовался мениск, то верхняя поверхность металла должна казаться черной, ибо в ней отражается темное верхнее отверстие печи.

174. Метод плавления трубки из металла. Выше (§ 59) мы указывали на возможность осуществить оболочку, выполняющую условия черного тела, применяя металлический цилиндр, нагреваемый электрически и снабженный отверстием, через которое выносятся пирометрические наблюдения. Это расположение может быть применено к осуществлению черного тела при точке плавления металла. Для этого достаточно постепенно увеличивать ток в трубке, пока не наступит плавление. Этот метод имеет неоспоримое преимущество, ибо позволяет избежать всяких загрязнений металла окружающим его огнеупорным материалом, как это имеет место в предшествующем методе.

Трубки, предназначенные для измерений, могут быть получены путем сплавления металлического порошка [вольфрам, Вортинг¹⁾] или свертываться в виде круговых цилиндриков из прямоугольной металлической пластинки [платина, Айвс²⁾] или, наконец, навиваться из металлической ленты в виде спирали, витки которой почти соприкасаются друг с другом [молибден³⁾, платина⁴⁾]; Вортинг]. Это последнее устройство представляет преимущества, ибо позволяет пользоваться менее сильным током и достигать лучшей однородности температуры вдоль оси, но оно связано и с некоторыми неудобствами в употреблении, ибо отдельные витки имеют тенденцию соприкоснуться или между ними возникают зазоры, что может значительно изменить условия излучения.

Этот метод был применен Вортингом (правда, косвенно) для случая оптического определения температуры плавления вольфрама и молибдена и Айвсом для определения излучения черного тела при температуре плавления платины⁵⁾ с целью осуществить первичный эталон световой интенсивности. Этот автор провел подробную дискуссию случая, когда применяется металлический цилиндр, и де-факто отполированный на своей внутренней поверхности. Наблюдение в плоскости симметрии трубы показывает существование черной полосы, довольно широкой; наблюдение под углом 30° к плоскости симметрии обнаруживает вторую, более узкую полосу. И здесь, если желают приблизиться к условиям черного тела, нужно выбрать направление падения, соответствующее большому числу последовательных отражений (§ 28). Автор предлагает производить наблюдение вдоль оси, под углом около 5° к плоскости симметрии. В таком случае испускание идентично испусканию черного тела с точностью около 1% .

Отметим, впрочем, что автор в своих намерениях должен был очень быстро (в 1 мин.) пробежать последние 100°C перед плавлением, вероятно, для того, чтобы избежать исчезновения полировки внутренней

1) Worthing, Phys. Rev., 10, 379, 1917. Применявшиеся трубки, монтированные в тщательно эвакуированные ампулы, имели внешний диаметр 1,3 мм и внутренний диаметр 0,8 мм. Они были снабжены боковыми отверстиями около 0,1 мм и требовали ток около 100 А.

2) Ives, J. Frankl. Inst., 197, 147 и 359, 1924.

3) Worthing, Phys. Rev., 25, 849, 1925.

4) Worthing, Phys. Rev., 28, 181, 1926. Трубки, полученные таким образом, монтировались в ампулах, наполненных аргоном.

5) Ives, J. Frankl. Inst., 197, 147 и 359, 1924. Трубки из платины диаметром 12,5 мм и длиной 90 мм.

поверхности металла, что могло бы значительно изменить условие отражения.

Рибо совместно с Никитиным предпринял систематическое повторение опытов Айвса, улучшив предложенную им технику¹⁾. Прежде всего, нетрудно сообразить, что представляет значительный интерес применять трубки малого диаметра, ибо при этом внутренние конвекционные токи играют менее важную роль. Кроме того, в случае ухудшения внутренней подправки трубки диффузное излучение в холодным концам трубки

будет иметь меньшее значение: действительно, можно, как мы это сделали выше (§ 158), вычислить коэффициент абсорбции оболочки для падающего луча IA (рис. 96). Предполагая, что стенка A , совершенно диффузная и отражающая способность, равна ρ , найдем, что коэффициент абсорбции оболочки есть²⁾

$$1 - \frac{\rho}{\pi} \left(\omega + \Omega \frac{d}{h} \right),$$

где d обозначает диаметр, а h — полувысоту AB трубки. Если отверстие O достаточно мало, то телесным углом ω можно пренебречь³⁾. Иначе обстоит дело с углом Ω в случае трубки большого диаметра, в которой зона однородной температуры не особенно длинная. В трубке, примененной Айвсом, можно в первом приближении принять, что оба холодных круга BC и $B'C'$ (диаметр 1,2 см) находятся от A на расстоянии около 3,5 см; при этом фактор $\frac{\Omega}{\pi} \cdot \frac{d}{h}$

имеет значение 0,03. Очевидно, нелегко установить точное значение ρ . Для металла, достаточно долго поддерживаемого при высокой температуре, ρ может достигать и даже превзойти 0,3. В таком случае

ошибка порядка 1% для яркости оболочки оказывается вполне обнаруживаемой.

Для трубки диаметром от 1 до 2 мм и длиной в 8 см аналогичная поправка, изменяющаяся пропорционально кубу диаметра, будет в 200 раз меньше, т. е. ее можно вполне пренебречь.

Для того чтобы избежать правильных отражений, можно рекомендовать вивировать под углом в несколько градусов к плоскости симметрии, как это делает Айвс; точно так же рационально наводить пирометр по направлению, слегка наклонному по отношению к горизонтали, для того чтобы лучи, испытавшие многократное правильное отражение, проходили не через отверстие O , а выше или ниже его. Нетрудно видеть и здесь, что при одном и том же угле наклона лучей к горизонтали

1) Ribaud et Nikitine, C. R., 188, 618, 1929; Ann. d. Phys., 11, 451, 1929.

2) Пренебрегая многократной диффузией.

3) В трубке Айвса, снабженной щелью, а не отверстием, угол ω имел размеры, которыми можно было пренебречь (0,03).

последовательные отражения захватывают зоны, однородность температуры которых тем больше, чем меньше диаметр трубки.

Мы озаботились также осуществить регулируемое натяжение в той зоне трубки, где должно иметь место переплавление. С этой целью трубка t припаяна в своей верхней части к цилиндрическому стерженьку a , охлаждаемому водяным током (рис. 97). Нижняя часть трубки t' припаяна к медному цилиндру G' , продолжение которого, также имеющее цилиндрическую форму a и обладающее большим диаметром, погружено в ванну с ртутью M , охлаждаемую током воды. Эбонитовая колодка B служит для изоляции двух клемм, при помощи которых осуществляется подводка тока. При помощи винтов V, V' регулируют уровень подвеса a ртути таким образом, чтобы выталкивающее действие ртути на часть, в нее погруженную, в точности компенсировало вес нижнего противовеса и всей части трубки ниже отверстия¹⁾. Для того чтобы оказало возможным визировать трубку во всех азимутах, не переставляя нирометра, верхняя цилиндрическая часть P была сделана вращающейся вокруг вертикальной оси. При этом вращении винты V и V' скользят по хорошо отполированной плоскости, а то же подводится к верхней части при помощи двух изогнутых медных пластинок L , погруженных в круговой канал M' , наполненный ртутью.

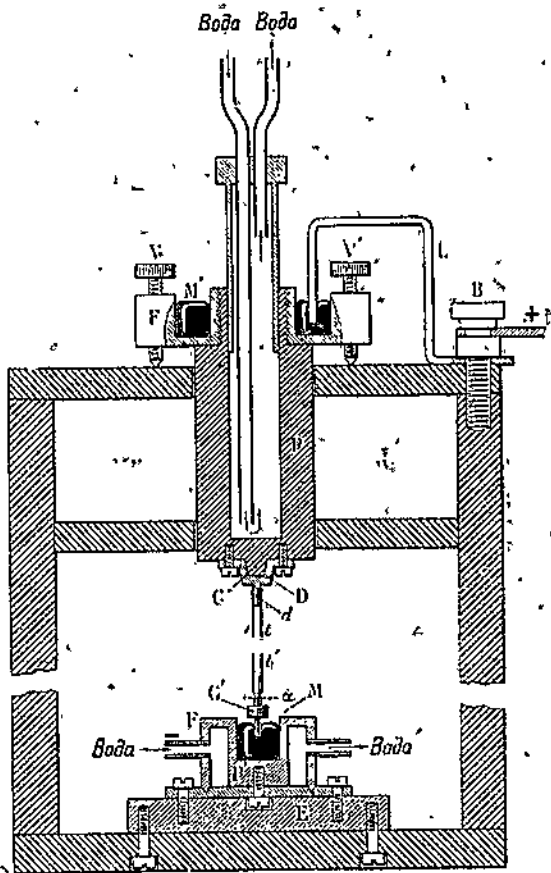


Рис. 97. Установка, осуществляющая черное тело при температуре плавления металла по методу плавления трубки.

t, t' — плавящаяся трубка; G — поплавок, плавающий в ртути и дающий возможность точно уравновесить трубку; P и P' — металлические охлаждаемые части, служащие для подводки тока к трубке; G' — поплавок, при помощи которого можно осуществлять регулируемое натяжение трубки.

1) Уровень поднятия ртути был определен при помощи предварительных измерений, выполненных с чувствительными весами.

Наши опыты были произведены с палладиевой¹⁾ трубкой (диаметр — 1,5 мм, толщина стенок — 0,05 мм, длина — 80 мм). Визирование выполнялось сквозь отверстие диаметром 0,3 мм под горизонтальным углом около 15° с плоскостью симметрии трубки, под вертикальным углом в $1^\circ,5$ с горизонтальной плоскостью.

Однородность температуры была тщательно изучена в направлении оси и внутри одного и того же перпендикулярного сечения, для чего измерялись яркостные температуры разных точек на внешней поверхности трубки; после этого отверстие было сделано в зоне однородной температуры и распределение температур было вновь проконтролировано. Однородность осуществлялась каждый раз с точностью минимум 1° на длине 1 см и на протяжении всего перпендикулярного сечения.

Мы отсылаем читателя к оригинальному меморанду за подробностями, касающимися контура тока, питающего трубку, регулировки тока, его очень плавного изменения, рассчитанного таким образом, что температура трубки подымалась ступенями не более 1° ; при каждой²⁾ температуре выполнялось не менее шести пирометрических отсчетов.

Для того чтобы достигнуть температуры плавления палладия, потребовался ток в 22 А при напряжении на борнах трубки в 3,3 В. Измерения, выполненные для трубок с очень различными по внешнему виду поверхностями, выдержанными предварительно продолжительное время при высокой температуре и не подвергнувшиеся такой обработке, дали для тока эталонной лампы пирометра очень хорошо согласующиеся числа, максимальное отклонение которых от среднего не превосходило $0^\circ,7$ для совокупности в 15 плавок, выполненных при достаточных механических натяжениях (свыше 1,6 г на 1 мм²). Сравнение этого метода с методом плавящейся проволоки показало превосходное согласие между ними³⁾ при условии, что натяжение трубки поддерживалось достаточно большим. Если натяжение слишком слабо, то можно наблюдать «преувеличенную» точку, лежащую приблизительно на 8° выше нормальной температуры плавления.

Мы распространили этот метод на платину⁴⁾ и нашли очень хорошо согласующиеся результаты.

175. Чистота применяемых металлов. Во всех измерениях, о которых шла речь выше, чистота металлов играет определяющую роль. Мы даем кратко некоторые указания относительно степени чистоты металлов, которые можно достать в продаже, и сообщаем кое-какие детали, касающиеся физических методов их получения, что позволит составить представление о их чистоте.

Золото. Золото легко может быть получено очень чистым. Метод, указанный Милнусом¹⁾, позволяет получить металл, загрязнения которого не превосходят 0,001%. Произведенные недавно в нашей лаборатории сравнения образцов золота различного происхождения (Маттью в Англии, Гереус в Германии) показали, что при методе плавления проволоочки точки плавления не отличаются более чем на $0,1—0,2^\circ$.

¹⁾ Химически чистый палладий, доставленный фирмой Гереус.

²⁾ Nikitino, Ann. d. Phys., 1931.

³⁾ Ribaud et Mohr, C. R., 192, 1931.

⁴⁾ Mylius, Zts. f. anorg. Chemie, 70, 203, 1911.

Таким образом золото, выбранное в качестве отправной точки оптического экстраполяции, представляется очень надежным объектом.

Палладий. Повидимому, существуют чрезвычайно большие затруднения в получении очень чистого палладия. В качестве примера мы приводим данные о загрязнениях, которые содержались в образцах палладия, применявшихся Деем и Османом при их измерениях высоких температур при помощи газового термометра: платина 0,007%, иридий 0,008%, железо 0,010%. Гофман и Мейснер¹⁾ в их работе относительно точки плавления палладия отмечают, что образцы палладия, полученные в разное время из одного и того же источника (фирма Гереус) и характеризующиеся как химически чистые, представляют различие в температуре плавления, достигающее 9°,5.

За последнее время очистка палладия испытала значительный прогресс²⁾. Из письменных сообщений, недавно полученных нашей лабораторией от фирмы Гереус, следует, что образцы металла, доставляемые этой фирмой в настоящее время, не содержат никаких следов загрязнений, которые могли бы быть открыты методами химического анализа (чистота превосходит 99,99%). Загрязнения могли бы вводиться в процессе последовательного волочения проволоки; для того чтобы избежать этого, следует после каждого волочения и, во всяком случае, перед каждым накатом кнупить проволоку в кислоте с тем, чтобы удалить следы металла, которые волоочная доска может оставить на поверхности проволоки. Загрязнения металла могут быть открыты спектроскопически. Другой физический критерий, чрезвычайно удобный для изыскания чистоты металлической проволоки, состоит в измерении вблизи данной температуры э. д. с., которую дает термопара исследуемой проволоки с другой проволокой того же металла, которую можно считать чрезвычайно чистой³⁾. Точно так же можно измерять э. д. с., даваемую проволокой с проволокой другого металла, также выбранного очень чистым. Гофман и Мейснер отмечают, что среди образцов палладия, исследованного ими, те, которые обнаруживали температуру плавления на 9°,5 выше нормальной, давали при контакте с чистой платиной э. д. с. в 5570 микровольт (вблизи температуры плавления золота), тогда как образец, который можно было рассматривать, как очень чистый, давал 11 220 микровольт. Другими словами, повышение температуры плавления палладия на 9°,5 соответствует уменьшению вдвое термоэлектрической силы, характеризующей контакт чистого палладия с чистой платиной.

Платина. Образцы чистой платины, доставляемые фирмами, специализировавшимися на очистке металлов, обозначаются как не содержащие следов загрязнений. Замечания, сделанные выше по отношению к палладию, применимы также и к платиновым проволокам, доставляемым фирмой Гереус.

¹⁾ Hoffmann und Meissner, Ann. d. Phys., 60, 220, 1919.

²⁾ См. мемуар Fairchild, Hoover and Peters, Bur. Stand. J. Research. 7, 933, 1929.

³⁾ Ниже приведены указания, относящиеся к платине. Для палладия см. мемуар Фэйрчайлда, упомянутый выше. Различие в точке плавления на 0°,6 соответствует э. д. с. около 300 микровольт.

Степень чистоты платиновой проволоки может быть оценена при помощи измерения термоэлектрической силы, даваемой при контакте с другой платиновой проволокой химически чистой. В работе Айвса (§ 174) находятся следующие указания: образец не вполне чистой платины, изученный этим методом, дал при 1200°C 87 микровольт; этому соответствуют загрязнения: 0,04% родия или 0,03% иридия, или 0,03% кальция¹⁾. Согласно данным Бюро стандартов, эти загрязнения влекут за собою изменения в температуре плавления не больше 0,2 или 0,3°. Отсюда видно, что указанный контрольный метод чрезвычайно чувствителен.

Молибден и вольфрам. Физическое изучение чистоты металла может быть сделано при помощи измерения коэффициента изменения α электрического сопротивления в зависимости от температуры. Измерения Гисса и Липпта, подтвержденные Вортингом²⁾, показали, что для чистого молибдена этот коэффициент α имеет значение $463 \cdot 10^{-5}$. Один процент вольфрама, введенный в качестве загрязнения в молибден, понижает это число до $453 \cdot 10^{-5}$. Для чистого вольфрама $\alpha = 482 \cdot 10^{-5}$; прибавка 1% молибдена понижает эту величину (приблизительно) до $475 \cdot 10^{-5}$. Как известно, этот критерий применяется также для определения степени чистоты платины, предназначенной для платиновых термометров сопротивления; для платины относительное изменение сопротивления не должно быть меньше 1,390, при переходе от 0 к 100°C .

1) Rh, Ir, Ca — наиболее часто встречающиеся загрязнения платины.

2) Giess und von Liepht, Zts. f. anorg. Chemie, 129, 355, 1923. Worthing, Phys. Rev., 23, 193, 1926.

Глава XVII.

Описание и изучение различных типов оптических монохроматических пирометров.

Пирометры, предназначенные для оптических измерений температур, могут быть разбиты на две больших категории:

1) оптические монохроматические пирометры, в которых используется только узкая часть видимого спектра, испускаемого источником, и измерения выполняются при помощи глаза;

2) пирометры суммарной радиации, в которых, наоборот, все излучение, испускаемое источником, применяется для нагревания измерительного инструмента, чувствительного к небольшим разностям температур; глаз участвует в этих измерениях только весьма косвенно.

176. Монохроматические пирометры (принцип и классификация). Общий принцип монохроматических пирометров был указан в 1863 г. Беккерелем¹⁾. Изучая излучение нагретых тел, Беккерель указал на возможность определения их температуры при помощи фотометрических измерений интенсивности красной радиации, испускаемой источником. Ле-Шателье (1892) принадлежит заслуга изучения и построения первого практического пирометра, использующего этот общий принцип. Он же показал те выгоды, которые можно извлечь из подобного инструмента для оптических измерений температуры светящихся источников.

В настоящей главе мы опишем первую группу подобных аппаратов, в которых источник сравнения расположен под углом 90° к изучаемому источнику (рис. 42) и сравниваются два соприкасающиеся поля, тонкая линия раздела которых осуществляется при помощи специального расположения (зеркало, фотометрический кубик, призма Ротона). Другая глава будет посвящена очень полному изучению пирометров с исчезающей нитью, в которых источник сравнения осуществляется при помощи накаливающейся нити, расположенной на оси аппарата в том месте, где получается изображение изучаемого источника.

177. Пирометр ле-Шателье. Исследовав возможность измерения высоких температур при помощи термоэлектрической пары, из которой он сделал инструмент высокой точности, ле-Шателье перешел к изучению иного метода, применимого в тех случаях, когда нельзя металл термодпары привести в соприкосновение с источником (например, случаи слишком высоких температур или случаи, когда источник недося-

¹⁾ Becquerel, C. R., 55, 826, 1863; Ann. de Chim. et Phys., 68, 49, 1863.

гаем). Исходя из идеи Беккереля, он исследовал¹⁾ методы, пригодные для оптического сравнения изображений, даваемых изучаемым светящимся источником и стандартным источником сравнения. Он отказался от применения поляризационных аппаратов, которые вследствие обу-

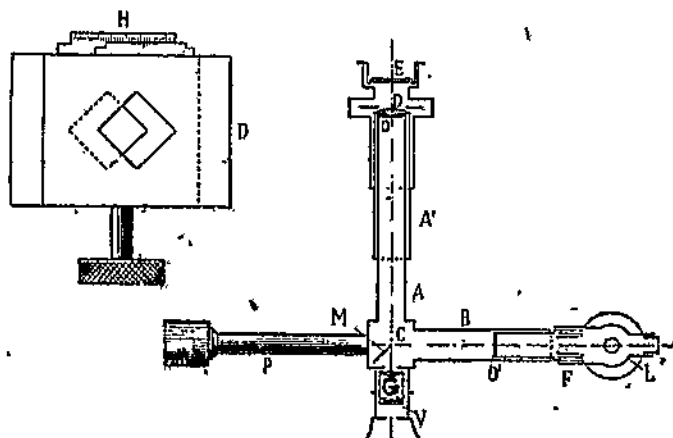


Рис. 98. Оптический пирометр ле-Шателье.

O — объектив, дающий изображение изучаемого источника на ребро зеркала *M*; *O'* — объектив, дающий изображение стандартной лампы на ребро зеркала *M*; *G* — окуляр; *V* — красное стекло; *D* — диафрагма с изменяемым отверстием, снабженная шкалой *H*; *E* — абсорбирующее стекло; *P* — противосвет.

словливаемого ими значительного поглощения мало пригодны для измерения низких температур и представляют, кроме того, значительные неудобства при исследовании частично поляризованного излучения, даваемого некоторыми накаливаемыми твердыми телами.

В конце концов, ле-Шателье остановился на расположении, при котором применялось диафрагмирование для уменьшения отверстия пучка, исходящего из излучаемого источника²⁾.

Аппарат, изображенный на рис. 98 и 99, содержит объектив *O*, дающий изображение источника на краю маленького зеркала *M*, наклоненного под углом 45° к оптической оси объектива. Изображение источника и край зеркала наблюдаются посредством окуляра *G*, снабженного красным стеклом *V*. Линза *O'* дает изображение центральной части пламени *L*; половина этого изображения отрезается краем зеркала *M*. Глаз, смотрящий через окуляр, наблюдает в конечном счете изображение источника и стандартной лампы, разделенные тонкой линией. Диафрагма *D*, состоящая из двух квадратных отверстий, частично перекрывающихся (рис. 98, сбоку), позволяет изменять отверстие пучка, исходящего от источника. Значения этого отверстия даются градуировкой, выполняемой перемещением при помощи кремальеры одного отверстия относительно другого. Отсчеты (в миллиметрах) делаются по шкалам *H*. Абсорбирующие стекла *E* могут помещаться перед объективом с тем, чтобы в известном отношении

¹⁾ Le Chatelier, C. R., 114, 214 и 470, 1892; J. Phys., 1, 185, 1892.

²⁾ Это расположение было еще ранее применено Корню для его микрофотометра,

уменьшать яркость изображения источника. Наводка на фокус выполняется при помощи кремальеры, укрепленной на центральной трубе аппарата. Шкала, нанесенная на неподвижной трубе, позволяет фиксировать положение объектива. Для источников очень низких температур абсорбирующие стекла можно переставлять в другое плечо, помещая их на пути лучей, идущих от лампы сравнения.

Измерение температуры сводится к изменению диафрагмы, при помощи которого устанавливают фотометрическое равенство между двумя поверхностями сравнения¹⁾.

Градуйровка прибора. Вышеописанный прибор может служить абсолютным инструментом экстраполяции к высоким температурам. Предположим, что прибор наведен на черное тело известной температуры T (точка плавления золота); пусть при этом n — число делений, отсчитанных по шкале, K — коэффициент абсорбции примененных поглощающих стекол, f — расстояние от диафрагмы до ребра зеркала.

Если затем визируется черное тело при иной температуре T' и n' , K' , f' — новые значения указанных выше отсчетов, соответствующие новой наводке, то отношение R спектральных яркостей черного тела при двух температурах T и T' будет определяться при помощи соотношения:

$$R = \left(\frac{n}{n'}\right)^2 \cdot \left(\frac{f'}{f}\right)^3 \cdot \frac{K'}{K}. \quad (m)$$

В тот период, когда ле-Шателье строил свой пирометр, количественные законы излучения (в частности закон Вина) не были еще известны. Ле-Шателье при помощи своего аппарата изучил эмпирический закон, позволивший связать яркость источника с его температурой. С этой целью он применял излучение слоя окиси железа, температура которого определялась при помощи термпары. Он предполагал, что для применявшейся красной части спектра испускательная способность окиси железа будет равна единице. Для примененного красного стекла он нашел, что закон изменения яркости может быть с достаточной точностью представлен следующей эмпирической формулой:

$$b_{\lambda}^{\circ} = 10^{6.7} \cdot T^{\frac{3210}{T}},$$

¹⁾ Оптический монтаж должен быть сделан с таким расчетом, чтобы пучок, исходящий из какой-нибудь точки изображения стандартной лампы, и диафрагмированный пучок, исходящий из точки изображения источника, полностью проникал в глаз наблюдателя.

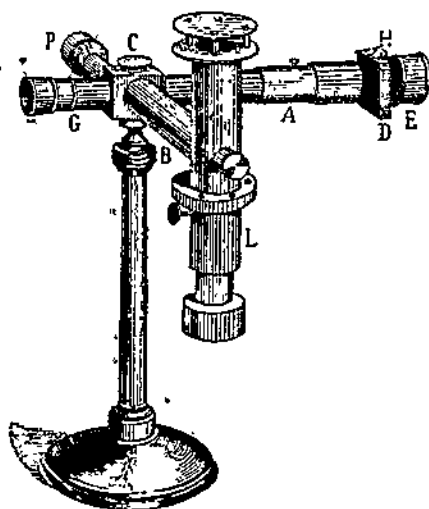


Рис. 99. Оптический пирометр ле-Шателье, общий вид (обозначение букв см. рис. 93).

причем за единицу принята яркость, даваемая центральной частью пламени нормальной свечи ¹⁾:

Опираясь на закон Вина, мы можем при помощи соотношения (m) вычислить температуру T' , если известно I' .

$$\lg R = \frac{C_2}{\lambda} \left(\frac{1}{T'} - \frac{1}{T} \right).$$

Это вычисление предполагает известной длину волны λ примененного монохроматического стекла. Можно избежать измерения λ , выполняя измерения при двух температурах, определенных при помощи заранее проградуированной термпары. Действительно, заметим, что соотношение, связывающее $\lg b_{\lambda}^0 \frac{1}{T}$, линейно, а именно:

$$\lg b_{\lambda}^0 = C_1 - \frac{C_2}{T};$$

другими словами, измерив яркость черного тела при абсолютной температуре T по отношению к яркости образцовой лампы, найдем, что кривая b_{λ}^0 в функции $\frac{1}{T}$ представляет собою прямую линию; для проведения прямой, позволяющей экстраполировать к высоким температурам, достаточно, следовательно, определить на опыте две точки ²⁾.

Абсорбирующие стекла. Измерение коэффициента поглощения K применяемого абсорбирующего стекла можно выполнить при помощи самого прибора, измеряя с одной стороны без абсорбирующего стекла число n делений диафрагмы при наводке на весьма постоянный источник, а затем определяя показания n' сквозь абсорбирующее стекло. Отсюда имеем:

$$K = \left(\frac{n'}{n} \right)^2.$$

Если желают знать K с большой точностью, то надо для n' выбрать достаточно большое значение ³⁾; это означает практически, что при помощи нашего прибора нельзя производить точных измерений коэффициентов поглощения, меньше 0,1 (пропускание 10%). Чтобы охватить всю шкалу температур, приходится, следовательно, ставить несколько абсорбирующих стекол одно за другим. Если коэффициенты абсорбции этих стекол равны соответственно K_1, K_2, K_3 , и т. д., то для совокупности их имеем:

$$K = K_1 \cdot K_2 \cdot K_3 \dots$$

¹⁾ Эта формула была проверена в дальнейшем различными авторами. См. Waldner and Burgess, Bur. Stand. Bull., 2, 218, 1905. Она хорошо согласуется с законом Вина при температурах до 1400°C.

²⁾ Это замечание применимо, очевидно, ко всем пирометрам.

³⁾ Общее обсуждение вопроса о применимости диафрагмы как способа редуцирования яркости см. в § 121.

Все вышеизложенное справедливо лишь в первом приближении. Для каждого стекла K несколько изменяется при изменении спектрального состава света; написанное же выше соотношение справедливо только, если мы имеем дело со строго нейтральными стеклами; оно перестает быть точным, если стекла имеют слегка избирательное поглощение¹⁾.

Дискусия. Общее обезуждение ошибок в экстраполяции, происходящих от применения цветных на строго монохроматичных и не вполне нейтральных абсорбирующих стекол, было произведено выше (§ 155). Вместо того чтобы исследовать их в интересующем нас теперь частном случае, мы ограничимся ссылкой на дискуссию, которая будет предпринята ниже в связи с изучением пирометра с поглощающим клином (§ 204) и пирометра с исчезающей нитью (§ 194), ибо получаемые результаты оказываются достаточно аналогичными. Необходимость применять большое число абсорбирующих стекол уменьшает несколько точность прибора, употребляемого в качестве инструмента для экстраполяции, ибо приводит к накоплению ошибок, которыми нельзя пренебрегать.

При желании сделать из прибора, предложенного ле-Шателье, более удобный и более точный инструмент, необходимо, с одной стороны, заменить лампу с пламенем электрической лампочкой, питаемой током постоянной силы и освещающей поверхность, диффузно разбрасывающую свет, которая и играет роль стандартного источника; с другой стороны, для того чтобы избежать необходимости учитывать изменения, связанные с перемещением диафрагмы при наводке, следует закрепить диафрагму неподвижно, лучше всего позади объектива так, чтобы при наводке на фокус перемещался один только объектив.

Разновидность прибора. Шор-пирометр. В этом инструменте, принцип которого идентичен с принципом аппарата ле-Шателье²⁾, диафрагма монтирована на пути пучка, идущего от стандартной лампы; она перемещается при помощи барабана, на котором нанесены значения температур. Луна окуляра может вращаться около оси пучка, идущего от стандартной лампы, что позволяет направить по любому направлению; маленькое зеркальце, наклоненное под углом 45° и помещенное в точке встречи двух пучков, позволяет сравнивать изображения стандартной лампы и исследуемого источника.

178. Пирометр Ферри с абсорбирующим клином. Ферри в 1904 г.³⁾ предложил для уменьшения яркости изображения источника применять абсорбирующий клин (рис. 100 и 101)⁴⁾. Два клина P и P' помещаются перед объективом I трубы, служащей для наблюдений. Источник сравнения L осуществляется при помощи лампы с пламенем типа лампы Гейффера, с петролейным эфиром в качестве горючего. Луна I' дает изображение этого пламени на стеклянную пластинку G , поставленную

1) Относительно порядка величины поправок, вызванных отступлением от нейтральности, см. § 156.

2) Подробности см. в работе Burgess and Le Chatelier, «Измерения высоких температур» (Meas. High Temp.), стр. 112.

3) F e r r i, J. Phys., 3, 32, 1904.

4) Мы приводим рисунки, относящиеся к наиболее современному типу аппаратов этого рода.

под углом 45° к оси прибора; часть поверхности стеклянной пластинки посеребрена. Линза o и окуляр o' позволяют рассматривать стеклянную пластинку G , визируя, таким образом, одновременно изображения изучаемого источника и пламени сравнения. Кремальера M служит для

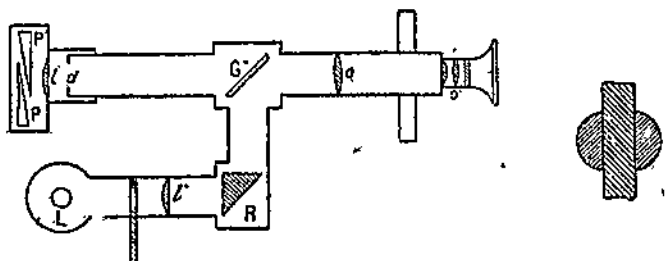


Рис. 100. Общий вид пирометра Фери с абсорбирующим клином.

фокусирования источника. Неподвижная диафрагма d обеспечивает постоянство конуса лучей, исходящих из источника, при любой наводке. Для того чтобы не увеличивать слишком внешних размеров прибора, оставляя в то же время возможность визировки по всем направлениям без изменения положения лампы L , применена призма полного внутреннего отражения R . Дополнительные абсорбирующие стекла могут быть расположены или на пути пучка, идущего от изучаемого источника, или на пути лучей, посылаемых лампой сравнения.

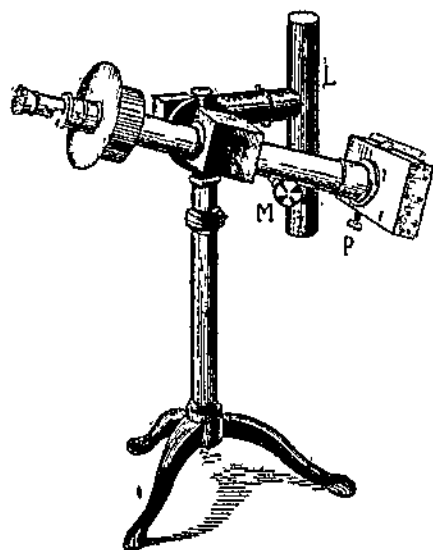


Рис. 101. Схема пирометра Фери с абсорбирующим клином.

Градировка. Фери показал, что если по оси ординат откладывать отсчеты по шкале пирометра, а по оси абсцисс — величины, обратные измеренным абсолютным температурам, то получающаяся градировка пирометра имеет вид прямой линии. Доказательство этого положения предполагает, что применяющееся красное стекло строго монохроматично, т. е. пропускает только весьма узкий спектральный участок вблизи длины волны λ .

При этих условиях яркость b_λ изображения, даваемого объективом в отсутствие абсорбирующего клина, выражается согласно закону Вина, формулой:

$$b_\lambda = a e^{-\frac{C_1}{\lambda T}},$$

если T — абсолютная температура источника, предполагаемого черным телом.

Если l — деление, отсчитываемое по шкале прибора при температуре T , а l_0 — деление шкалы, соответствующее нулю клина, то пропускаемость клина τ дается выражением:

$$\tau = e^{-k(l-l_0)},$$

где k представляет коэффициент абсорбции клина на одно деление шкалы для радиации длины волны λ .

Уравнивание полей получается, когда яркость изображения сквозь клин, т. е. $a \cdot e^{-\frac{C_2}{\lambda T}} \cdot e^{-k(l-l_0)}$, равна постоянной яркости источника.

Из этого условия получаем непосредственно (переходя к непрерывным логарифмам):

$$-\frac{C_2}{\lambda T} = kl + \text{const.} \quad (n)$$

Если откладывать по осям $\frac{1}{T}$ и показания прибора l (деления на клине), то кривая градуировки получится в виде прямой линии с угловым коэффициентом $-\frac{C_2}{k\lambda}$.

Если интенсивность стандартного источника меняется, то это меняет постоянную в уравнении (n), т. е. прямая градуировки смещается параллельно самой себе. Точно так же введение стеклянной пластинки или призмы с полным отражением между источником и пирометром приводит к перемещению всей шкалы на постоянное число делений. Опыт показывает, что эти заключения оправдываются, по крайней мере, в пределах температур, осуществляемых при помощи пачи с сопротивлением из платиновой проволоки (до 1450°C)¹⁾. Так же как и для пирометра де-Шателье, градуировка и экстраполяция к высоким температурам могут быть выполнены при помощи измерений при двух известных температурах.

Видоизменения прибора. Прибор Ферри в форме, описанной выше, представляет некоторые неудобства. Расположение его частей не вполне рационально. Выбрав положение для диафрагмы d , конструктор был вынужден сделать расстояние $l'RG$ довольно длинным с тем, чтобы потоки, соответствующие двум частям пучка, перекрывались при выходе из окуляра; применение линзы O бесполезно удлиняет аппарат; наконец, положение клиньев P и P' на краю наблюдательной трубы сильно уменьшает устойчивость пирометра. Регулировка этих клиньев при помощи кремальеры, равно как отсчеты по шкале градуировки оказываются довольно неудобными. Прибавим, наконец, что положение клиньев перед объективом вынуждает к применению клиньев очень большой ширины.

¹⁾ Ниже приведены кривые, относящиеся к аналогичному прибору с исчезающей нитью по описанию (§ 203).

Сверх того, необходимо заменить стандартную лампу с пламенем электрической лампочкой, постоянство яркости которой поддерживается путем регулировки силы питающего ее тока. Мы изменили модель Фери, с тем, чтобы сделать ее более удобной в обращении и более точной¹⁾. Новое оптическое расположение дается рис. 102. Объектив O_1 ($f=20$ см) дает изображение источника на линии раздела l маленького кубика Люммера P , половина диагональной плоскости которого посеребрена. Линза O_2 отображает также на линию l опаловое стекло V , освещаемое электрической лампочкой L ; две диафрагмы D_1 и D_2 одинакового размера, помещенные на одинаковом расстоянии от l (около 5 см), ограничивают конусы лучей, исходящих от V и от изучаемого источника.

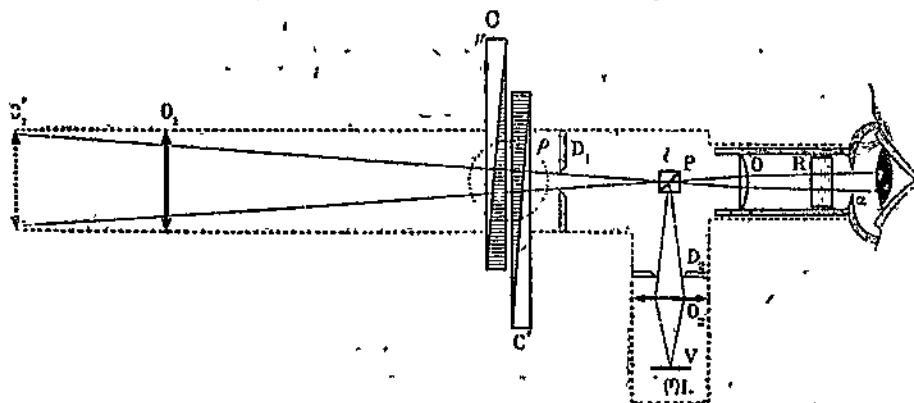


Рис. 102. Оптический пирометр с двумя полями сравнения и с абсорбирующим клином.

Диаметр D_1 и D_2 выбран достаточно малым с тем, чтобы даже при самых близких расположениях по отношению к источнику, допустимых для пирометра (около 1 м), т. е. при крайнем положении объектива O_1 , конус лучей, идущих от источника к P , определялся бы поперечником диафрагмы D_1 , а не O_1 . Два фотометрических клина C и C' , передвигаемые трубкой p и двойной кремальерой (не показанной на рисунке), расположены между D_1 и O_1 вблизи D_1 . Их перемещение навстречу друг другу производится удобно. Наблюдение обоих фотометрических полей, разделенных тонкой линией l , производится посредством простой линзы O ($f=3$ см), играющей роль окуляра. Окулярные кружки d_1 и d_2 , соответствующие двум пучкам и представляющие собою изображения D_1 и D_2 , отбрасываемые линзой O , образуются в одной плоскости и при правильной ориентировке призмы P могут быть очень точно приведены к совпадению. Зрачок α , помещенный в плоскости этих кружков, фиксирует положение глаза.

Следует заметить также, что диафрагмирование обоих пучков могло бы быть получено при помощи зрачка α , подходяще подобранныго размера. Мы предпочли остановиться на расположении, описанном выше, которое допускает очень точную регулировку положения кубика P .

¹⁾ Ribaud, Rev Opt., 5, 293, 1926.

Наблюдения производятся в хорошо монохроматизированном свете, что достигается при помощи красного стекла R , помещенного между линзой O и зеркалом a .

Аналогичное видоизменение пирометра Фери было осуществлено Футом и Фишером ¹⁾. Оптическое расположение довольно значительно отличается от примененного нами; кроме того, в последней модели поглощающему клину придана форма полукольца (вместо прямоугольника), благодаря чему его можно поворачивать при помощи барабана, на окружности которого нанесены градуировочные деления. Дискуссия применимости описанных аппаратов и исследование проблемы экстраполяции к высоким температурам даются ниже (в связи с описанием аналогичного пирометра, основанного на принципе исчезновения нити (§ 204).

179. Пирометр Ваннера. Ваннер осуществил монохроматический пирометр, применив в качестве редуцирующего приспособления поляризационные аппараты ²⁾. Его прибор представляет видоизменение спектрофотометра Кеннига ³⁾, приспособленного к измерениям температур ⁴⁾.

Прибор, изображенный на рис. 103 и 104, обладает двумя щелями, одна из которых F_1 получает непосредственно лучи, идущие от источника, другая щель F_2 освещается при помощи маленькой призмы полного внутреннего отражения, направляющей свет от стандартной лампы a , расположенной под углом 90° к оси прибора. Оба луча света, исходящие от двух щелей, делаются параллельными при помощи первой линзы L_1 и разлагаются на цвета при помощи призмы прямого зрения P . Линза L_2 дает в своей фокальной плоскости сплошное спектральное изображение каждой из щелей. Диффрагма D , помещенная в этой фокальной плоскости, вырезает из каждого из спектров узкую спектральную полосу, так что мы можем вести все рассуждения по отношению к монохроматическому свету. Призма Ромона R ⁵⁾, помещенная между P и L_2 , дает для каждой из двух щелей по два изображения, поляризованных в двух взаимно перпендикулярных плоскостях. Бипризма B , наклеенная на L_2 , еще раздвигает изображения, так что окончательно имеем восемь изображений в плоскости D , поляризованных попарно под прямым углом. Диффрагма D помещена таким образом, что она пропускает только два из этих изображений, расположенных друг около друга, каждое из которых происходит от разных щелей и поляризовано под прямым углом друг к другу. Окуляр E визирует ребро бипризмы, так что глаз воспринимает два соприкасающиеся поля с тонкой линией раздела, освещенные монохроматическим светом, поляризованным в двух взаимно перпендикулярных плоскостях; каждая половина поля зрения освещена светом, идущим от одной из входных щелей. Вращая анализатор A , помещенный перед окуляром, можно уравнивать эти поля.

1) «Symposium on pyrometry», p. 331; «Pyrometric practice», p. 104.

2) Как уже упоминалось выше, этот способ редуциции был забракован де-Шаталле.

3) König, Wied. Ann., 53, 785, 1894.

4) Wanner, Phys. Zts., 3, 112, 1902.

5) Призма Ромона может быть заменена призмой Волластона.

Для измерения очень высоких температур помещают перед щелью F_1 нейтральное стекло подходящей густоты. Можно, конечно, воспользоваться также вращающимся сектором.

Из-за весьма значительной абсорбции, происходящей в самом приборе, он не может служить для измерений температур ниже 900°C . Для того чтобы достигнуть этих температур, можно заменить призму прямого зрения простым красным стеклом или сделать из красного стекла объектив L_1 . В этом случае щели F_1 и F_2 могут быть значительно расширены.

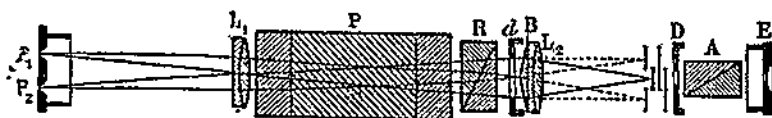


Рис. 103. Пирометр Ваннера (в сечении).

F_1, F_2 — щели, одна из которых получает свет от источника, а другая — свет от стандартной лампы; L_1 и L_2 — линзы; P — призма; R — призма Ротона; A — анализатор; B — билинза; d, D — диафрагмы; E — окуляр.

В пирометре Ваннера глаз не визирует изображения источника в противоположность тому, что говорилось нами о пирометрах вообще (§ 112).

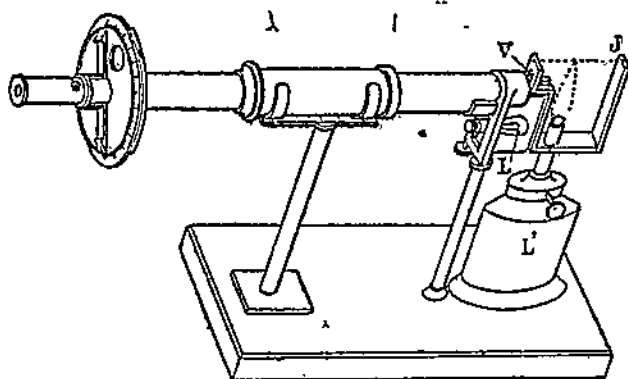


Рис. 104. Пирометр Ваннера, общий вид

L — электрическая стандартная лампа; L' — эталонная лампа с амальгаматом в качестве горячего; J — отметка, регулирующая высоту пламени; V — рассеивающее стекло.

Поэтому, для того чтобы измерения были правильными, необходимо, чтобы визируемый источник имел такие размеры, чтобы конус лучей, опирающийся на источник и имеющий вершину в точках щели, покрывал полезные части аппарата, т. е. диафрагму d ¹⁾. Нетрудно видеть, почему при соблюдении этого условия прибор может служить для измерения яркости источника²⁾: действительно, количество света, про-

1) В пирометрах, в которых рассматривают изображение источника, размеры источника не играют роли; достаточно, чтобы конус лучей, исходящих из любой точки источника, полностью покрывал входной объектив прибора. См. аналогичную проблему при рассмотрении пирометров суммарной радиации (§ 228).

2) Мы отмечали выше (§ 112), что пирометр Ваннера есть в действительности фотометр.

нижающее в глаз, пропорционально яркости источника и телесному углу пучка, использованного в аппарате, расстояние же до визируемого предмета не входит непосредственно. На практике, для того чтобы убедиться, что указанное условие выполнено, постепенно приближаются к источнику, пока показания аппарата не сделаются независимыми от расстояния.

180. Экстраполяция посредством аппарата Ваннера. Предположим, что деления на круге нирометра Ваннера расположены таким образом, что нуль соответствует положению анализатора, при котором плоскость поляризации его совпадает с плоскостью поляризации фотометрического поля 1. Обозначем через b_1 и b_2 яркости щелей 1 и 2. При угле поворота α от нулевого положения анализатора яркости полей 1 и 2 будут соответственно пропорциональны $b_1 \cos^2 \alpha$ и $b_2 \sin^2 \alpha$. Если при этом положении достигнуто уравнивание полей, то между b_1 и b_2 существует соотношение:

$$\frac{b_1}{b_2} = \operatorname{tg}^2 \alpha.$$

Отсюда непосредственно видно, каким образом прибор может служить для экстраполяции. Визируем черное тело температуры T_0 (яркость b_0) и замечаем угол α_0 , соответствующий уравниванию полей. Поддерживая эталонный источник при постоянной яркости, визируем теперь черное тело температуры T (яркость b), и если α — новое значение угла на деленном круге, то имеем непосредственно:

$$\frac{b}{b_0} = \frac{\operatorname{tg}^2 \alpha}{\operatorname{tg}^2 \alpha_0}. \quad (o)$$

Из этого выражения без труда выводится соотношение между T и T_0 :

$$\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} = \frac{2\lambda}{C_2 \operatorname{tg} \alpha} \cdot \operatorname{tg} \frac{\operatorname{tg} \alpha}{\operatorname{tg} \alpha_0}, \quad (p)$$

которое позволяет вычислить экстраполированную температуру T ¹⁾. Устройство аппарата легко позволит установить, при какой длине волны выполняется сравнение. Для этого достаточно осветить щель прибора источником с линейным спектром²⁾, который дает опорные точки, позволяющие судить, какую длину волны пропускает диафрагма. Приложимость формулы (o) предполагает, что определение нулевой точки выполнено очень тщательно, т. е. что плоскость поляризации анализатора точно совпадает с плоскостью поляризации поля 1. Если такая установка выполнена, то поле 2 должно полностью затем-

¹⁾ Измерения температуры плавления платины и палладия были выполнены по этому методу Нернстом и Вартебергом; Nernst und Warthenberg. Vorh. Deutsch. Phys. Ges., 8, 48, 1906. T_0 было температурой плавления золота (§ 219, 220).

²⁾ В первых аппаратах типа Ваннера диафрагма была установлена таким образом, что пропускала спектральный участок, окаймляющий желтую линию натрия; в других аппаратах, более поздних, применяется установка на красную линию водорода.

няться, когда аппарат стоит на нуле¹. Это затемнение никогда не удается определить с большой точностью, с одной стороны, вследствие наличия диффузного света, с другой — вследствие слабого двойного лучепреломления бипризмы и линзы L_2 , вставленной между призмой Рошона и анализатором. Если инструмент обладает делениями по всему кругу, то лучше всего найти два положения анализатора, при которых уравнивание полей имеет место. Сумма двух отсчитанных углов должна быть равна 180° , если только юстировка аппарата правильная; или, что сводится к тому же, нуль должен совпадать с биссектрисой угла между двумя положениями анализатора, соответствующими уравниванию полей.

Отступления по отношению к формуле (р), наблюдаемые некоторыми авторами²), по-видимому, могут быть объяснены не вполне точной установкой нуля.

181. Градуировка пирометра. На практике, как мы это видели для пирометра ле-Шателье, градуировка прибора может быть выпол-

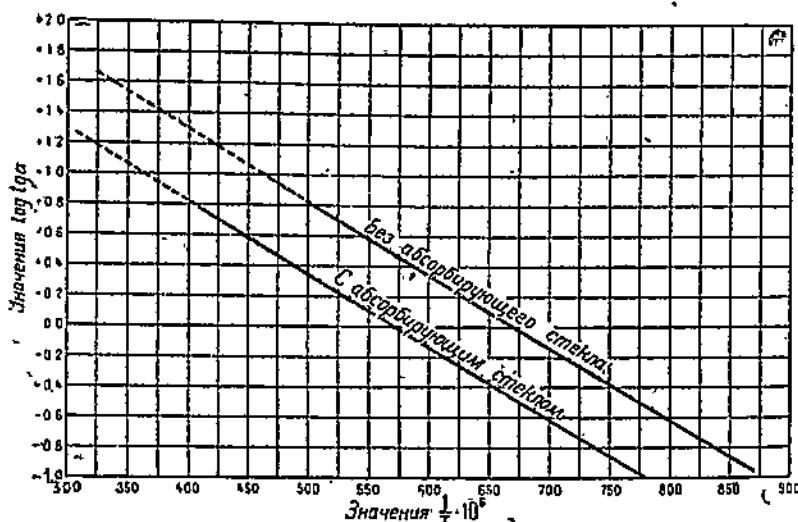


Рис. 105. Кривые градуировки пирометра Ваннера.

нена очень просто, при условии, что мы располагаем двумя или несколькими известными температурами T . Действительно, соотношение (р) можно переписать в виде:

$$\lg \operatorname{tg} \alpha = -\frac{C_2 \lg e}{2\lambda T} + \text{const.}$$

Иначе говоря, если по оси абсцисс откладывать $\frac{1}{T}$, а по оси ординат $\lg \operatorname{tg} \alpha$, то кривая градуировки опять-таки будет иметь форму пря-

¹) Для такой проверки следует осветить щель F_2 возможно более интенсивным светом.

²) Nernst und Wartenberg, Verh. Deutsch. Phys. Ges., 8, 48, 1900.

мой линии. Можно удовольствоваться двумя опорными температурами для получения всей кривой градуировки в целом. На практике предпочтительнее, однако, оперировать несколькими температурами, осуществленными, например, при помощи черного тела, температура которого измеряется термопарой платина—родистая платина, предварительно изученной. Через все полученные точки проводят прямую, наилучшим образом с ними согласующуюся.

Рис. 105 дает прямые градуировки пирометра Ваннера, без стекла и с дополнительным поглощающим нейтральным стеклом или вращающимся сектором. Следует заметить, что эти две прямые параллельны; действительно, добавка нейтрального стекла уменьшает на постоянную величину значение $\frac{1}{T}$ (§ 194).

На основании вышеприведенных прямых можно без труда составить градуировку аппарата, т. е. связать деления круга с градусами¹⁾. Мы выполнили это вычисление для двух прямых рис. 105 и собрали полученные значения в табл. 40.

Таблица 40. Соотношение между температурой в градусах Цельсия и углами на шкале пирометра Ваннера.

Углы в градусах	Соответствующие температуры	
	без поглощающего стекла	с поглощающим стеклом
	(°C)	(°C)
10	940	1105
20	1030	1240
30	1105	1325
40	1170	1450
50	1240	1510
60	1335	1650
70	1450	1810
80	1660	2125
82	1750	2260
84	1880	2405
86	2050	2760
88	2460	3490

Из этой таблицы следует, что угол 0,1 деления градуированного круга, для отчетов без поглощающего стекла, соответствует колебанию температур:

в 1° око 0	1000° C
2° »	1500° C
7° »	1800° C
15° »	2000° C

¹⁾ Для всех вычислений этого рода можно воспользоваться таблицей значений $\frac{1}{T}$, данной в конце книги (табл. 64).

Отсюда видно, что если желают получить большую точность в определении температуры¹⁾, то не следует на практике переходить за пределы угла в 80° .

Для малых значений угла α яркость полей сравнения становится слабой²⁾, и рассеянный свет начинает играть значительную роль: измерение угла α выполняется с малой точностью; относительная ошибка в определении яркости b , равная $2 \frac{d\alpha}{\alpha}$ [формула (о)] превосходит 0,01, если измеряемый угол α меньше 10° . Таким образом на практике следует ограничиваться зоной от 10° до 80° .

Нам кажется необходимым дать несколько указаний относительно техники градуировки пирометра Вайнера. Для такой градуировки не могут служить лампы с плоской вольфрамовой нитью, ширина которой недостаточно велика. Надо применять широкие пластины из никеля или платины; но при этом должны быть приняты большие предосторожности, так как свет, излучаемый наклонно к поверхности таких пластин, поляризован. Кроме того, эти лампы должны обладать очень большим участком равномерной температуры³⁾. Лучше всего располагать для такой градуировки черным телом, нагреваемым электрически, центральное отверстие которого имеет достаточные размеры.

182. Постоянство и контроль аппарата. Различные части аппарата должны оставаться правильно отрегулированными, если желают, чтобы инструмент давал верные показания. Особенно следует избегать касаться каких бы то ни было установочных винтов (юстирующих призму Рошона или призму прямого зрения). В исключительных случаях можно пользоваться винтом, фиксирующим положение анализатора по отношению к деленному кругу, для того чтобы отрегулировать положение нулевой точки.

Ток в стандартной лампе L должен поддерживаться точно постоянным⁴⁾ при помощи точного амперметра (§ 192); кроме того, необходимо, чтобы лампа была прочно закреплена по отношению к рассеивающей поверхности призмы. Лампа, накаливаемая до довольно высокой температуры, подвергается изменениям с течением времени, так что на практике необходимо достаточно часто контролировать пирометр. С этой целью можно визировать черное тело хорошо известной температуры T и убеждаться, что отсчитываемое деление хорошо совпадает с делением, полученным при градуировке. Если это не имеет места, надо соответственным образом изменить ток, питающий эталонную лампу.

1) Относительная ошибка в яркости b [формула (о)] дается выражением:

$$\frac{db}{b} = \frac{4d\alpha}{\sin 2\alpha}.$$

Для $d\alpha = 0,1^\circ$ и $\alpha = 80^\circ$ ($\sin 2\alpha = 0,34$) найдем, что $\frac{db}{b}$ достигает $1/50$.

2) Она пропорциональна $b \sin^2 \alpha$.

3) В том случае, когда градуируют такой пирометр путем сравнения с другим, надлежит тщательно следить, чтобы оба аппарата визировали один и тот же участок накаливной пластины.

4) Измерения Вайднера и Бюргесса показали, что между 1000° и 1300° C изменение на $0,0012$ А в силе тока, питающего лампу, приводит к ошибке в температуре в 1%.

Само собой разумеется, что аналогичным образом приходится поступать при замене лампы новой.

Чтобы облегчить эту операцию, к аппарату прилагается эталонная лампа L_1 с амилацетатом в качестве горючего материала, снабженная нитью I_1 , позволяющей очень точно регулировать высоту пламени (рис. 104). Рассеивающее стекло V , освещенное этим пламенем и помещающееся на твердой оправе, монтированной на самой лампе, располагается непосредственно перед F_1 , осуществляя таким образом эталонный источник¹⁾. Градуированный круг устанавливается на «нормальное положение», указанное фирмой, и ток в эталонной лампе L регулируется таким образом, чтобы поля сравнения уравнились. Следует несколько раз повторять эту операцию и принять среднее из полученных отсчетов амперметра. Мы еще будем иметь случай вернуться к вопросу об эталонных лампах с пламенем. Ограничимся пока лишь замечанием, что в вышеописанной операции такая лампа действует своей интенсивностью света, а не своей яркостью, что может приводить к довольно заметным отклонениям при повторении операции (§ 224).

Источники ошибок. Мы обсуждали выше величину ошибок в определении температуры, происходящую при измерении угла α ; мы указали, кроме того, на степень точности, с которой надо поддерживать ток, питающий эталонную лампу. Нам остается теперь исследовать ошибки, которые могут возникнуть, если свет, попадающий в прибор, оказывается частично поляризованным.

Это, в частности, может иметь место, когда визируют металлическую раскаленную пластинку под косым углом²⁾ к поверхности. Вайднер и Бургесс³⁾ показали, что поверхность раскаленной платины, визированная по направлению, составляющему угол в 50° с нормалью, дает отклонения в 80°C между измерениями, выполненными в разных азимутах около падающего луча.

Другими словами, ошибки, происходящие от степени поляризации падающего света, могут достигать 45° вблизи 1500°C . Отсюда следует, что аппарат нельзя применять в тех случаях, когда визировка делается наклонно к поверхности металлической поверхности³⁾ или когда мы имеем дело с раскаленным цилиндром (§ 74).

Другим недостатком аппарата является необходимость использовать широкие поверхности или очень приближать пирометр к источнику, что может быть затруднительным. Изучая пирометры с исчезающей нитью, мы увидим преимущества, представляемые ими благодаря возможности исследовать очень малые объекты, в частности отметку на плоской нити эталонной лампы (§ 214). Правда, указанные неудобства частично компенсируются тем обстоятельством, что не требуется никакой наводки на фокус при изменении положения источника.

1) Важно не загряпнять это матовое стекло пылью или отпечатками пальцев. Предпочтительнее применить опаловое стекло с гладкой поверхностью, очистку которого производить гораздо легче.

2) Waldner and Burgess, Bur. Stand. Bull., 1, 251, 1901.

3) Можно выйти из затруднения, беря среднее из отсчетов, выполненных в четырех направлениях под углом в 90° .

183. Разновидности пирометра Ваннера. Были осуществлены разновидности пирометра Ваннера (Кембридж), более удобные по форме и уменьшенного веса (рис. 106).

Все оптические части этих аппаратов твердо монтированы внутри алюминиевой оправы, так что нет непосредственного доступа ни к одному из регулировочных винтов, могущих действовать на градуировку

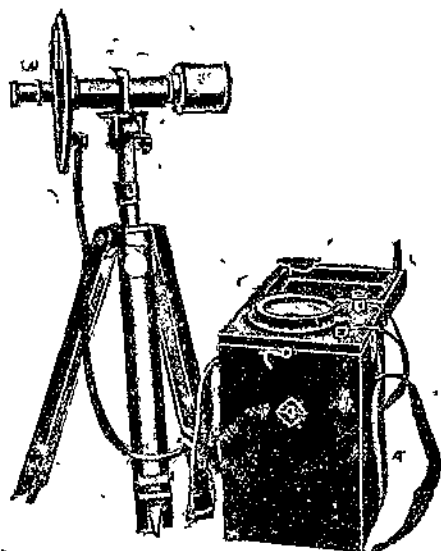


Рис. 106. Вариант пирометра Ваннера (Кембридж).

аппарата. Круг инструмента содержит две градуировки, одну в угловых градусах, другую в температурах. Ящик, соединенный с аппаратом двумя проводами, содержит аккумуляторы, реостат и амперметр для регулировки и контроля тока в стандартной лампочке накаливания. В некоторых моделях призма прямого зрения заменена простым псевдомонохроматическим красным стеклом.

Глава XVIII.

Оптический пирометр с исчезающей нитью.

Усовершенствования, внесенные за последние годы в устройство пирометров с исчезающей нитью, сделали из них инструменты высокой точности. Их осуществление и обращение с ними оказалось необычайно простым; все эти обстоятельства повели к тому, что этот тип пирометров применяется в большинстве случаев на практике; в связи с этим мы посвящаем ему специальную главу.

184. Принцип пирометра с исчезающей нитью. Пирометр с исчезающей нитью, подобно другим пирометрам, рассмотренным в пре-

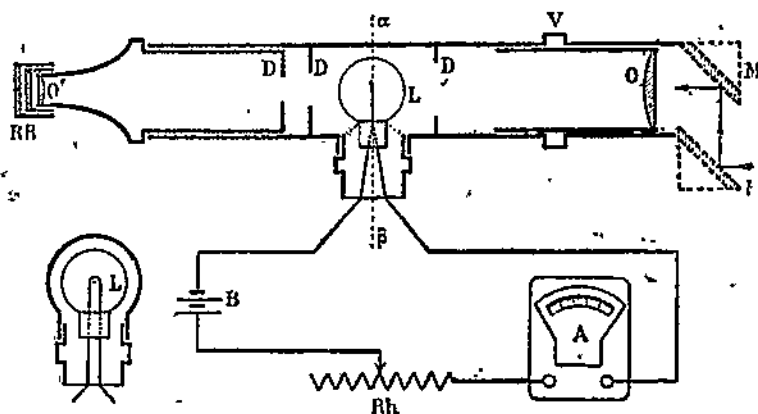


Рис. 107. Пирометр с исчезающей нитью (первоначальная модель Гольцборна-Курльбаума).

O — объектив; O' — окуляр; L — лампа с нитью в виде перевернутого V ; D — диафрагмы; V — вент для наводки источника на резкость; B — аккумулятор на 4 В; Rh — реостат, регулирующий ток в нити; A — амперметр; R, R — красные стекла; M, M — двойное поглощающее зеркало для источников высоких температур.

дыдущей главе, представляет собою прибор, основанный на применении почти монохроматического света. Принцип его был осуществлен в первый раз Гольцборном и Курльбаумом¹⁾; вместо того чтобы пользоваться источником сравнения, расположенным под углом 90° к изучаемому пучку, эти авторы поместили в фокусе объектива O (рис. 107) электрическую лампу L , нить которой имеет форму ойрокинутаго V ; окуляр O' позволяет наблюдать одновременно горизонтальную часть

¹⁾ Holborn und Kurlbaum, Berl. Ber., 712, 1901; Ann. d. Phys., 10, 825, 1903.

нити и изображение источника, даваемое O . Красные стекла R, R , помещенные между окуляром и глазом наблюдателя, пропускают почти монохроматическую часть света, испускаемого источником и нитью. Фокусировка источника на нить делается при помощи винта V , позволяющего регулировать выдвижение трубы, несущей объектив. Ток к лампе доставляется двумя аккумуляторами B , регулировка тока производится при помощи реостата Rh ; наконец, амперметр A показывает значение тока циркулирующего в нити. Для источников высокой температуры пришлось бы применять большие силы тока в нити; трудности обходят, ослабляя интенсивность изображения источника при помощи совокупности двух поглощающих зеркал M , помещенных перед объективом. Еще удобнее употреблять для этой цели простое нейтраль-

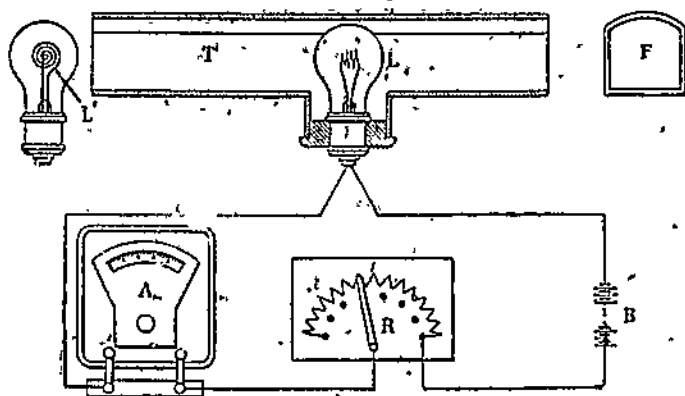


Рис. 108. Пирометр Морзе.

T — труба; F — сечение трубы; L — лампа со спиральной нитью; V — винт лампы спереди; B — батареи в 40—50 В; A — амперметр; R — реостат для регулирования силы тока в лампе.

ное стекло, помещаемое на пути пучка, идущего от источника (§ 123). Для измерения температуры источника регулируют ток в нити таким образом, чтобы эта последняя исчезала на светлом фоне изображения источника.

Примерно в то же время Морзе¹⁾, имея в виду применение в промышленности, пришел к конструкции аналогичного аппарата, также использующего нить в качестве источника сравнения. Осуществление его аппарата схематически показано на рис. 108. Источник визируют, смотря вдоль оси трубы T . Лампа L со спиральной нитью вырисовывается на светлом фоне источника, и, так же как в пирометре Гольборна-Курльбаума, регулируют ток в нити, с тем чтобы получить исчезновение определенной части нити. Несмотря на то, что нить и источник не находятся на одной и той же расстоянии от глаза, это исчезновение получается на практике вполне удовлетворительным об-

¹⁾ Morse, Американские патенты 696 878 и 696 916, 1902, American Machine'st, 1903.

разом. Эта последняя форма аппарата, — очевидно, более простая, — менее удобна в обращении, чем предшествующая. Представляет очень реальные преимущества: возможность образовать изображение источника в плоскости нити и наблюдать при помощи окуляра. Применение красных стекол также необходимо, как только переходят к температурам, большим 1200°C . Употребление лампы с длинными нитями, питаемой при высоком напряжении (около 50 V) не представляет, как мы увидим ниже, никаких преимуществ, ибо лампочки низкого напряжения (от 2 до 4 V) дают совершенную однородность и постоянство.

185. *Обсуждение условий исчезновения нити.* Если желают, чтобы измерения, выполненные при помощи пирометра с исчезающей нитью, были точными, необходимо, чтобы это исчезновение происходило идеальным образом. Если края нити окаймлены блестящими или темными полосками, то, как показывает опыт, неуверенность в оценке

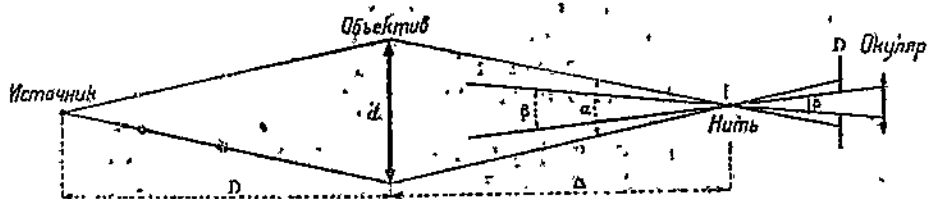


Рис. 109. Схематический рисунок, дающий соотношение пучков в пирометре с исчезающей нитью.

D — фронтальное расстояние (расстояние от объектива до источника); d — диаметр отверстия объектива; Δ — выдвигание объектива; α — угол раскрытия пучка, падающего на нить; β — угол раскрытия пучка, прошедшего в окулярную систему.

равенства яркостей может для одного и того же наблюдателя повести к значительным ошибкам (доходящим до 2°). Для измерений, выполняемых двумя различными наблюдателями, которые могут несколько по-разному устанавливать равенство полей, расхождения могут быть еще больше. Совершенно необходимо добиваться такой установки, чтобы даже при большом увеличении никакие полосы не появлялись бы по краям нити.

Первая трудность связана с тем, что металл нити, предполагаемой цилиндрической, не подчиняется строго закону Ламберта. Это в случае вольфрамовой нити приводит к тому, что яркость на краю нити оказывается на 15%, больше, чем в центре (рис. 32). Угольная нить дает еще большие отклонения.

Эта трудность не является самой главной. Ворthing и Форсайт¹⁾ показали, что дифракция на краях нити играет очень важную роль, и описали различные фигуры, которые представляет нить и окружающий ее сплошной светлый фон при изменении угла α конуса лучей, идущих от объектива и падающих на нить (рис. 109). Кроме того, эти же авторы обнаружили следующее явление. Если, применяя довольно слабое увеличение, осуществить исчезновение нити, то яркость нити, вообще

¹⁾ Worthing and Forsythe, Phys. Rev., 4, 163, 1914. Влияние дифракции на измерения яркости, выполняемые посредством пирометра Курлябаума-Гольборна.

говоря, не равна яркости сплошного светящегося фона, окружающего нить; в зависимости от угла α отношение этих двух яркостей может заключаться между 1,6 и 0,9¹⁾. Авторы приходят в конце концов к следующим заключениям: с одной стороны, следует употреблять не очень сильное увеличение, с тем чтобы избежать появления каких бы то ни было темных или блестящих полос у краев нити. С другой стороны, важно поместить неподвижную диафрагму между объективом и нитью, для того чтобы установить постоянный угол α . Без этой последней предосторожности при изменении расстояния D между объективом и источником будут возникать ошибки.

Вопрос был вновь рассмотрен Файрчайльдом и Гувером в важной основной работе²⁾, заключения которой мы здесь воспроизводим: оказывается возможным, выбирая соответствующим образом углы α и β (рис. 109), получить полное исчезновение всех оптических эффектов на краях нити, даже при очень большом увеличении окулярной системы. При этих условиях яркость нити в точности равна яркости окружающего ее светлого фона. Контроль этого последнего обстоятельства можно осуществить с ошибкой, не превосходящей 0,3%.

Остановимся несколько на форме нити, наблюдаемой при помощи окулярной системы, разрешающая сила которой достаточно велика.

В случае плоской нити, при выходном отверстии β , равном 0,08 радиана, и отверстии α , равном или большем 0,20 радиана, исчезновение оказывается совершенным; никаких полос не появляется. Если отверстие α уменьшается, то появляется по черной линии, немного отступающей от каждого из краев нити. Эти линии, происходящие вследствие дифракции, увеличиваются в интенсивности и в видимой ширине по мере того, как уменьшается α . Для значений достаточно малых α ($\alpha < \beta$) замечают появление блестящей линии около каждой из черных линий³⁾. Относительные значения α и β , при которых исчезновение совершенное, даны в табл. 41.

Таблица 41. Соответствующие значения α и β , при которых получается превосходное исчезновение плоской нити

Значение α	0,07	0,10	0,13	0,17	0,21	0,23	0,25
Соответствующее значение β	0,02	0,03	0,04	0,06	0,08	0,10	0,12

Можно, как видно из таблицы, получить отличное исчезновение даже для выходных углов β , достигающих 0,12 радиана, при условии, что угол входа α выбран достаточно большим.

¹⁾ См. кривые, приводимые в оригинальной работе.

²⁾ Fairchild and Hoover, J. Opt. Soc Amer., 7, 543. 1923.

³⁾ Авторы развивают в своей работе полную теорию дифракции на светящемся препятствии, помещенном в плоскости светящегося изображения, даваемого объективом. Этот случай дифракции еще не был исследован. Мы отсылаем читателя к оригинальному меморанду для ознакомления с деталями выводов авторов.

В случае круглой нити играет роль также отражение падающего света на краях нити. Это отражение ведет к образованию блестящей полосы внутри нити¹⁾. К этой блестящей полосе прибавляется на внешнем краю нити черная дифракционная полоса, аналогичная наблюдаемой для плоской нити. Эти две полосы легко наблюдаются при отверстии β , большем 0,06 радиана; при таком значении β относительная интенсивность этих полос изменяется при изменении α , однако полного их исчезновения добиться невозможно.

Наоборот, для круглой нити диаметром 0,05 мм, при β , меньшем 0,05 радиана, например, при 0,04 радианах, при α , большем 0,13 радиана, остается только одна блестящая полоса, зависящая от отражения; при α , меньшем 0,13 радиана, эта полоса отражения исчезает.

Табл. 42 дает значения β , которые надо принять при различных значениях α , если хотят получить совершенное исчезновение нити без оптических эффектов на краях.

Таблица 42. Соответствующие значения α и β , которые нужно принять, чтобы осуществить превосходное исчезновение цилиндрической нити.

Диаметр нити 0,05 мм		Диаметр нити 0,10 мм	
α	β	α	β
$> 0,04$	0,01	$> 0,04$	0,01
0,06—0,16	0,02	0,055—0,07	0,02
0,08—0,13	0,04	—	—

Для цилиндрической нити диаметром 0,05 мм исчезновение возможно только при условии выбора угла β меньше 0,05 радиана. Для нити диаметром 0,10 мм нельзя для β брать значения, большие 0,02 радиана.

Если сопоставить эти данные с данными, которые мы привели выше для плоской нити, то легко видеть, что надо отдать предпочтение плоским нитям²⁾, если желают получить максимальную точность в измерениях при очень низких температурах (около 600°C). В случае плоских нитей можно использовать большие выходные углы (β) и осуществить, таким образом, большую светосилу аппарата. Наоборот, если пользуются круглыми нитями диаметром около 0,05 мм, то приходится ограничиваться значениями α , меньшими 0,05 радиана, и светосила прибора оказывается слишком слабой, чтобы позволить надежные измерения ниже 800°C. Следует заметить, что в обычных типах пирометров с исчезающей нитью, построенных в настоящее время (§ 197), вышеуказанные условия не осуществлены. Для того чтобы сообщить своим аппаратам возможно большую светосилу, конструкторы употребляют слишком большие выходные отверстия, вследствие чего появляется плохое исчезновение нити. Увеличение же наблюдательного окуляра делается слишком малым, что не позволяет производить точных измерений.

1) Можно легко обнаружить этот свет, отраженный краями нити, располагая в центре объектива круговую диафрагму, которая закрывает доступ лучам источника, достигающим F внутри конуса β (рис. 109).

2) Такие нити можно получить на практике, обрабатывая круглую нить так, чтобы она приняла в сечении форму полукруга. К окуляру должна быть обращена плоская сторона.

Мы ознакомимся ближе с условиями, которым должны удовлетворять различные оптические элементы точного пирометра.

135. Характеристики оптических элементов точного пирометра с исчезающей нитью. Так как изготовление плоских нитей представляется довольно тонкой операцией, то обычно за исключением специальных случаев, применяют круглые нити. Табл. 42 показывает, что применение нитей слишком большого диаметра не представляет преимуществ. На практике удобно применять нити, диаметр которых не меньше 0,05 мм.

Если желательно иметь возможно более светосильный пирометр, т. е. пригодный для измерения источников низкой температуры, то нужно сколь возможно увеличивать угол β , от величины которого только и зависит светосила аппарата. Однако, как мы сейчас увидим, угол β не должен превосходить 0,04 радиана, если желательно, чтобы изображение происходило идеальным образом.

В связи с этим объектив должен обладать достаточно большим отверстием, для того чтобы даже при самых значительных выдвиганиях трубы Δ (рис. 109), соответствующих установке на близкий источник, угол α пучка, падающего на нить, не делался менее 0,08 радиана.

Объектив. Объектив должен давать очень хорошие изображения источников при всех диаметрах отверстия его (диафрагма) вплоть до α , соответствующего $\alpha = 0,8 \left(\alpha = \frac{d}{\Delta} \right)$. Для визирования довольно удаленных источников (не ближе 1,50 м) можно удовлетвориться объективом с отверстием $f:10$ или $f:8$. Если же надо иметь возможность наводить на довольно близкие расстояния и на объекты малых размеров, то приходится, как показывает табл. 43, применять объективы с отверстием равным $f:4,5$ и даже $f:3,5$ в противном случае светосила инструмента будет чрезмерно мала. Лучше всего применять фотографические объективы, специально рассчитанные на четкость воспроизведения и особенно тщательно исправленные для малых расстояний.

Таблица 43. Сравнение углов α и увеличений, даваемых объективами с фокусными расстояниями 20, 13,5 и 7,5 см 1).

$f=20 \text{ см}$					$f=13,5 \text{ см}$					$f=7,5 \text{ см}$ (отверстия $f:3,5$)				
расстояние до предмета D в см	увеличение Δ в см	численное отверстие $f:\Delta$	α	увеличение $\frac{\Delta}{D}$	расстояние Δ в см	численное отверстие $f:\Delta$	α	увеличение $\frac{\Delta}{D}$	расстояние Δ в см	численное отверстие $f:\Delta$	α	увеличение $\frac{\Delta}{D}$	расстояние Δ в см	увеличение $\frac{\Delta}{D}$
8	20	$f/8$	0,12	$\frac{20}{D}$	13,5	$f/8$	0,12	$\frac{13,5}{D}$	—	—	—	—	—	—
40	30	$f/8$	0,08	0,5	17,5	$f/8$	0,09	0,3	—	—	—	—	—	—
40	40	$f/6,3$	0,08	1	20	$f/8$	0,08	0,5	—	—	—	—	—	—
31	60	$f/4$	0,08	2	24,5	$f/6,3$	0,09	1	10	$f/3,5$	0,21	0,3	—	—
39	—	—	—	—	41	$f/3,5$	0,10	2	12	$f/3,5$	0,17	0,7	—	—
18,7	—	—	—	—	50	$f/3,5$	0,08	2,7	—	—	—	—	—	—
15	—	—	—	—	—	—	—	—	15	$f/3,5$	0,14	1	—	—
14	—	—	—	—	—	—	—	—	22	$f/3,5$	0,09	2	—	—
10,5	—	—	—	—	—	—	—	—	26	$f/3,5$	0,08	2,5	—	—

1) Об значении см. рис. 109.

Мы собрали в табл. 43 данные относительно трех объективов с фокусными расстояниями 20, 13,5 и 7,5 см. Для визирования довольно удачных источников преимущество имеет объектив с фокусом в 20 см, который для расстояний до источника в 30 см и более дает изображения в два раза большего размера, чем объектив с фокусом 13,5 см. Даже ограничиваясь выдвижением объектива Δ от 30 до 40 см, имеют возможность при помощи такого объектива точно визировать нити эталонных пирометрических ламп (плоские нити $0,5 \times 2$ мм). Объектив этого типа с отверстием $f: 6,3$ подходит очень хорошо.

Объектив с фокусом в 13,5 см имеет, со своей стороны, то преимущество, что его можно употреблять для микропирометров (увеличение 2,7) при выдвижении Δ , не превосходящем 50 см.

Для того чтобы не удлинять слишком инструмент, и сделать его, следовательно, удобным для переноски, мы пришли к выводу о необходимости применять выдвижения, превосходящие 30 см¹⁾. В тех случаях, когда необходимо визировать источники малых размеров, т. е. обратить аппарат в микропирометр, можно заменить объектив с $f=20$ см объективом с $f=7,5$ см и с отверстием $f: 3,5$, который может дать увеличение около 3. Само собою разумеется, что градуировка аппарата должна быть произведена для каждого объектива в отдельности, ибо пропускные способности объективов могут быть различными.

187. Окулярная система. Для того чтобы полностью достигнуть той точности, которую в состоянии дать пирометр, необходимо (§ 185) применять окулярную систему, позволяющую различать все детали нити.

Действительно, угол β пучка, проникающего в окуляр, ограничивает разрешающую способность окуляра. Эта разрешающая способность, зависящая от фокусного расстояния системы, выражается через λ . Для красного света ($\lambda=0,6\mu$) и при относительных значениях β , равных 0,04, 0,02 и 0,01 радиана, эта разрешающая способность принимает значения: 0,015, 0,03 и 0,06 мм. Если желают иметь возможность разрешать расстояния, значительно меньшие, чем диаметр нити (0,05 мм), то необходимо принять наибольшее из значений β , совместимых с хорошим нечезновением, т. е. 0,04 радиана. Мы приходим, таким образом, и с этой точки зрения к тем же самым выводам, как и при изучении светосилы инструмента.

Кроме того, необходимо выбрать достаточное увеличение окулярной системы, для того чтобы глаз мог полностью использовать преимущества, даваемые разрешающей способностью окуляра, вычисленной выше (0,015 мм). Если визуальную остроту глаза принять равной $1/3000$ (что соответствует углу около $1'$, то простое вычисление²⁾ дает для окуляр-

¹⁾ Ribaud, Rev. Opt., 5, 297, 1926.

²⁾ Действительно, глаз может на расстоянии ясного зрения (250 мм) различать детали, лежащие не ближе чем на $\frac{250}{800} = \frac{1}{12}$ мм. Для того чтобы изображение нашего объекта (0,015 мм) приняло указанный размер, окуляр должен увеличивать $\frac{1}{12} : 0,015$ раз, т. е. несколько более чем в 5 раз.

ной системы фокусное расстояние меньше 4,5 см, т. е. увеличение, большее 5. На практике предпочтительно пользоваться несколько большими увеличениями, что позволяет производить наблюдения с большей легкостью.

В настоящее время удается изготовлять эталонные электрические лампы с вольфрамовым волоком, со стеклянными стенками без пузырьков и неровностей, диаметром не превосходящие 3—4 см. Для наблюдения нити положительный окуляр мало годится. Его фокусное расстояние для указанного увеличения слишком мало. Но принимая во внимание малое отверстие пучка и малое угловое значение необходимого поля зрения, мы можем без всяких неудобств применять простую линзу. Сферическую aberrацию уменьшают по возможности тем, что выбирают плоско-выпуклую линзу, обращенную плоской стороной к нити. Такая линза с фокусным расстоянием 20—25 мм дает увеличение около 10 при превосходных изображениях.

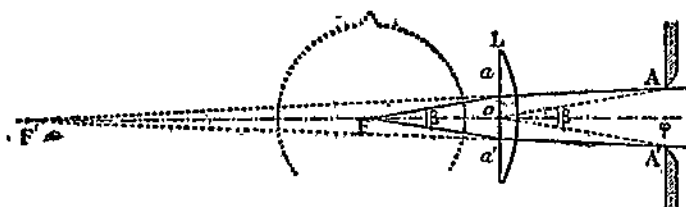


Рис. 110. Расположение для визировки нити.

L — простая плоско-выпуклая линза; F — нить; AA' — зрачок, ограничивающий отверстие β пучка; ϕ — фокус линзы L .

Ограничение углового отверстия β пучка, проходящего от нити, может быть достигнуто при помощи диафрагмы, закрепленной относительно окулярной линзы L . Неудобство этого расположения состоит в том, что оно дает малое однородное поле. Если выдвинуть объектив $\Delta = 25$ см и угол $\alpha = 0,08$, а окулярная линза с фокусным расстоянием 25 мм диафрагмирована так, что $\beta = 0,04$, то найдем, что в плоскости изображения источника, т. е. в плоскости нити эталонной лампы, поле полного освещения достигает приблизительно 1 мм в диаметре, тогда как поле переменного освещения простирается на 3 мм.

Гораздо более рациональным приемом для ограничения угла β является употребление зрачка AA' , помещаемого в фокусе ϕ линзы L (рис. 110).

Угол β определяется в таком случае через $\angle AO A'$. Действительно, преломленный луч aA , соответствующий падающему лучу Fa (F — нить), получается, как известно, если провести из центра линзы O луч OA , параллельный Fa и отметить пересечение его A с фокальной плоскостью ϕ . Окулярное кольцо всего пирометра, рассматриваемого как труба (изображение объектива в окуляре), совпадает в таком случае практически с диафрагмой AA' , которая играет роль зрачка для глаза, помещенного непосредственно сзади. Диаметр, который нужно задать

1) Или лучше в плоскости, сопряженной со средним положением объектива по отношению к окулярной линзе.

зрачку, для линзы L с фокусным расстоянием 25 мм есть $25 \cdot 0,04 = 1\text{ мм}$; размер его остается, таким образом, значительно меньшим, чем зрачок наблюдателя.

Такое расположение дает для оптических частей, соответствующих вышерассмотренному примеру, равномерно освещенное поле с диаметром, большим 8 мм . Мы в нашей лаборатории остановились на этом расположении для всех пирометров, применяющихся в текущих работах ¹⁾.

Бывают случаи, когда желательно располагать достаточным свободным расстоянием перед окуляром, в частности, когда вместо эталонной лампы хотят поместить обычную покупную лампочку, довольно большого диаметра, нити которой слишком тонки, для того чтобы измерение ее кажущейся температуры могло быть выполнено прямой наводкой пирометра. В этом случае наблюдение нити выполняется посредством длиннофокусного микроскопа небольшого увеличения ($20 - 30$ раз), так что нить может быть расположена на довольно большом расстоянии (около 7 см); объектив с фокальным расстоянием 5 см ; окуляр — отрицательный с увеличением в 10 раз (рис. 111 и 116).

И в этом случае диафрагма, помещенная перед объективом микроскопа, имеет то неудобство, что получается небольшое и неравномерное поле зрения. Можно получить очень равномерное поле большого диаметра, помещая диафрагму в фокальной плоскости объектива. Для объектива с фокусным расстоянием в 5 см эта диафрагма будет иметь отверстие диаметром в 2 мм .

Вопрос об угле поля зрения инструмента решается, как и в случае обыкновенной трубы, с тем незначительным различием, что практически диафрагмирование объектива осуществляется благодаря присутствию окулярной диафрагмы.

188. Местоположение вращающегося сектора. При экстраполяции к высоким температурам приходится помещать вращающийся сектор между измеряемым источником и эталонной лампой пирометра. Если источник имеет вид широкой однородной поверхности, то местоположение сектора не имеет значения. Дело меняется, если источником служит нить накалывания небольшого диаметра. При некоторых местоположениях сектора могут возникнуть дифракционные эффекты, искажающие измерения.

В частности, это имеет место, если сектор помещен у объектива пирометра и щель его в момент прохождения перед объективом ориентируется параллельно визируемой нити. Если щель сектора ориентирована перпендикулярно к нити, то дифракционные эффекты сказываются гораздо меньше; однако во всех случаях предпочтительно помещать вращающийся сектор непосредственно у лампы пирометра, как указали Гайд, Кэди и Форсайт ²⁾. Мы воспроизводим в таб. 44 данные наблюдений, выполненных этими авторами при помощи пирометра, визирующего лампу с волоском диаметром $0,4\text{ мм}$ (яркостная температура 2277°K); угол раскрытия сектора равнялся 2° , нить эталонной лампы имела диаметр $0,06\text{ мм}$. Так как пучок, исходящий из источника,

¹⁾ Ribaud, Rev. Opt., 5, 299, 1928.

²⁾ Hyde, Cady, and Forsythe, Astroph. J., 42, 303, 1915.

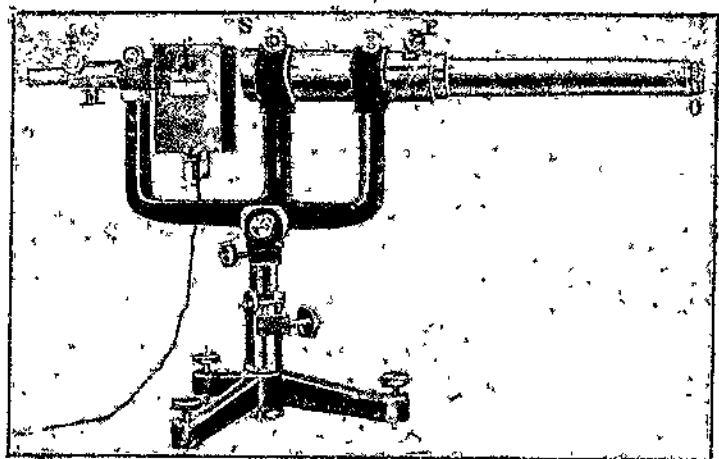


Рис. 111. Прецизионный оптический пирометр, применяемый в Бюро стандартов.

O — объектив; *M* — микроскоп, визирующий нить; *L* — стандартная лампа; *F* — кремальера, перемещающая объектив; *F'* — кремальера, фокусирующая микроскоп; *S* — пространство, предназначенное для помешения вращающегося сектора.

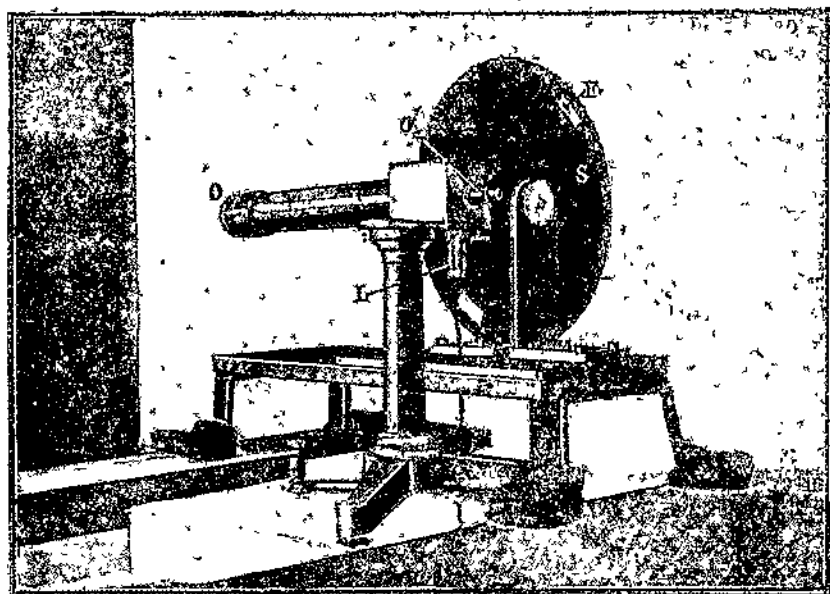


Рис. 112. Оптический пирометр с исчезающей нитью, соединенный с вращающимся сектором.

(Пирометрическая лаборатория Института Ротшильда.)

O — объектив; *L* — лампа сравнения; *O'* — окуляр; *S* — вращающийся сектор, расположенный перед нитью лампы сравнения; *F* — цель сектора.

вблизи эталонной лампы имеет малое сечение, то в тех случаях, когда нет надобности пользоваться сектором, его можно просто укрепить в таком положении, чтобы щель его не пересекала пучка. Если же сектор стоит перед объективом, то, по крайней мере, при небольших углах раскрытия, это уже невозможно. Если пирометр сконструирован так, что помещение вращающегося сектора не предусмотрено, то можно обойти затруднение, применяя в качестве источника изображение источника (черное тело или плоская нить), даваемое линзой, и помещая сектор в плоскости этого изображения. Такое расположение во многих случаях, вообще, представляет известные преимущества.

Таблица 44. Показания, даваемые пирометром, соединенным с вращающимся сектором (угол раскрытия 2°) и визирной нитью в 0,4 мм диаметром.

	Положение сектора (угол 2°)			
	у объектива		у эталонной лампы	
	щель сектора параллельна нити	щель сектора перпендикулярна нити	щель сектора параллельна нити	щель сектора перпендикулярна нити
Ток в эталонной лампе, необходимый для сравнения . .	0,3332	0,3354	0,3357	0,3357
Относительная яркость . . .	0,939	0,995	1,000	1,000
Измеренные температуры, . .	2263°K	2275°K	2277°K	2277°K

На рис. 111 и 112 изображен общий вид точных пирометров, предназначенных для экстраполяции при помощи вращающегося сектора.

Эталомирование пирометра с исчезающей нитью.

189. Непосредственное эталомирование при помощи постоянных температурных точек. Экстраполяция к высоким температурам. Пирометр с исчезающей нитью очень хорошо пригоден для экстраполяции к высоким температурам, причем исходной точкой служат постоянная температурная точка (например, черное тело при температуре плавления золота $T_0 = 1063^\circ = 1336^\circ \text{K}$)¹⁾. В главе X были изложены принципы такой экстраполяции. Напоминаем, что, принимая во внимание, с одной стороны, ненадежность других более высоких постоянных точек, а с другой — трудности, связанные с осуществлением этих опорных температур, мы должны признать, что излагаемый метод²⁾ является единственным во всех тех случаях, когда желают построить температурную шкалу на веских основаниях.

Всякая пирометрическая лаборатория должна быть в состоянии предпринять подобную экстраполяцию.

При выполнении измерений начинают с наводки пирометра на черное тело при температуре плавления золота T_0 и регулируют ток i_0 в нити так, чтобы она исчезала на фоне тела. Затем пускают

¹⁾ Можно точно так же исходить от черного тела при температуре плавления палладия; впрочем, до сих пор еще не получено полного согласия относительно значения, которое надо приписать этой температуре (§ 219).

²⁾ Впервые примененный в работе Mendenhall, Phys. Rev., 33, 74, 1911.

в ход сектор ¹⁾, коэффициент пропускания которого τ известен, и начинают менять температуру черного тела, пока нить вновь не исчезает ²⁾. В этих условиях экстраполированная температура T будет вычисляться при помощи формулы:

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T_0} + \frac{\lambda}{C_2 \lg_{10} e} \cdot \lg_{10} \tau,$$

или

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T_0} - K\lambda = 748,5 \cdot 10^{-6} - K\lambda;$$

K — постоянная для примененного сектора:

$$K = -\frac{\lg_{10} \tau}{C_2 \lg_{10} e} = -160,79 \cdot 10^{-6} \lg_{10} \tau$$

($C_2 = 14\,320$). Измерения могут быть выполнены посредством спектропирометра (§ 125 и следующие) при вполне определенной длине волны λ или при помощи пирометра, снабженного монохроматическим стеклом. Напомним, что в этом последнем случае нужно для λ принять эффективную длину волны для нашего стекла λ_e , соответствующую экстраполяции от температуры T_0 к температуре T . Вычисление делается в этом случае в два приема; первое приближенное значение для λ_e дает приближенное значение T ; затем в окончательном вычислении принимают поправленное λ_e , соответствующее интервалу $T_0 T$.

Мы возвратимся к дискуссии, изложенной ранее (§ 115), относительно влияния различных причин ошибок на такую экстраполяцию.

Чтобы охватить весь интервал температур, желательно иметь, по крайней мере, три сектора с коэффициентами пропускания около $1/10$, $1/50$ и $1/100$. Предположим, что у нас имеются четыре сектора, коэффициенты пропускания которых суть $1/5$, $1/20$, $1/50$ и $1/100$ и эффективная длина волны $\lambda = 0,650 \mu$; значения K для этих секторов будут соответственно: $K = 73,0 \cdot 10^{-6}$; $135,9 \cdot 10^{-6}$; $177,5 \cdot 10^{-6}$ и $209,0 \cdot 10^{-6}$. Экстраполяция, сделанная, исходя от точки плавления золота, с этими четырьмя секторами даст температуры ³⁾:

$$1480^\circ \text{ K}, 1632^\circ \text{ K}, 1751^\circ \text{ K}, 1854^\circ \text{ K}.$$

¹⁾ Все подробности, относящиеся к осуществлению и применению вращающегося сектора, см. в § 117.

²⁾ Ток поддерживается постоянным при помощи потенциометрического устройства (§ 132). На практике очень трудно довести черное тело точно до температуры T_0 . Больше того, вследствие тепловой инерции печи, нет возможности подойти справа и слева к истинному значению, как это делается в обычных фотометрических измерениях. Поэтому предпочтительнее довести печь до постоянной температуры T_0' , близкой к T_0 , и действовать на ток в эталонной лампе так, чтобы добиться фотометрического уравнивания. Ток в нити соответствует температуре T_0' черного тела, достаточно близкой к T_0 для того, чтобы можно было внести поправки со всей желаемой точностью, если только градуировка эталонной лампы была выполнена раз навсегда вблизи температуры T_0 .

³⁾ Для вычисления T можно применить таблицу значений $\frac{1}{T}$, даваемых в конических (табл. 61).

Для того чтобы перейти к более высоким температурам, определяют ток i_0 в нити, соответствующий одной из вышеуказанных экстраполированных температур, например 1751°K . Затем, исходя от этой температуры, выполняют при помощи четырех секторов новую экстраполяцию. Получают новую серию температур, а именно:

$$2008^\circ \text{K}, 2290^\circ \text{K}, 2541^\circ \text{K}, 2762^\circ \text{K}.$$

Таким образом можно мало-по-малу охватить всю область высоких температур.

Можно также установить температуры более низкие, чем T_0 , помещая сектор между черным телом при точке плавления золота и пирометром. При помощи секторов с коэффициентами $1/5$, $1/20$, $1/50$ и $1/100$ и при $\lambda = 0,650 \mu$ можно получить температуры:

$$1217^\circ \text{K}, 1131^\circ \text{K}, 1080^\circ \text{K} \text{ и } 1044^\circ \text{K}.$$

Для того чтобы сохранить определенную таким образом шкалу температур, можно воспользоваться вторым пирометром, с каким-нибудь монохроматическим стеклом, эффективную длину волны которого нет надобности знать. При помощи этого пирометра визируют черное тело при каждой из температур, экстраполированных выше; для каждого случая определяют силу тока i , при которой исчезает нить. Для интерполяции между полученными опорными температурами применяется параболическая формула с четырьмя членами (§ 193).

При высоких температурах (выше 1600°C) между источником и эталонной нитью помещают пластинку нейтрального стекла подходящей густоты; затем для каждой температуры определяют ток в нити, соответствующий исчезновению, и интерполируют, как указано выше.

Само собою разумеется, пирометр, служивший для экстраполяции, может быть также использован для сохранения полученной температурной шкалы. Для этого достаточно для каждой из экстраполированных температур отметить ток i , соответствующий исчезновению нити (при устраненном секторе).

190. Применение лампы с плоской нитью для экстраполяции. В описанном выше способе экстраполяции некоторые трудности связаны с осуществлением и применением черного тела. Можно без ущерба заменить его лампой с плоской вольфрамовой нитью (глава XIX).

В этом случае операции сводятся к следующему: 1) наводят пирометр на черное тело температуры T_0 без сектора; потоки, посылаемые в глаз черным телом T_0 и эталонной нитью, должны быть одинаковыми:

$$L_0 = \int_0^\infty b_{\lambda T_0}^\circ \cdot V_\lambda \tau_\lambda d\lambda;$$

2) наводят пирометр на вольфрамовую лампу при наличии на пути лучей ращающегося сектора с коэффициентом τ . Так как ток в эталонной нити

остается неизменным, то поток L' , посылаемый раскаленной полоской, таков, что $L'\tau = L_0$; 3) визируют раскаленную полоску лампы (поток L') без сектора и регулируют эталонную нить, так что она посылает в глаз тот же поток L' , что и полоска. Наведя пирометр на черное тело, температура которого подобрана так, чтобы яркость тела находилась в равновесии с яркостью эталонной нити (поток L'), найдем температуру черного тела из условия: поток, посылаемый черным телом

$$\int_0^{\infty} b_{\lambda T}^{\circ} V_{\lambda} \tau_{\lambda} d\lambda,$$

равняется потоку L' , т. е. $\frac{1}{\tau} \cdot L_0$.

Итак, уравнение для определения температуры T :

$$\int_0^{\infty} b_{\lambda T}^{\circ} V_{\lambda} \tau_{\lambda} d\lambda = \frac{1}{\tau} \int_0^{\infty} b_{\lambda T_0}^{\circ} V_{\lambda} \tau_{\lambda} d\lambda.$$

Само собой разумеется, что для вычисления T , исходя из T_0 , нужно в формуле Вина принять то значение λ_0 , которое соответствует (для цветного стекла) экстраполяции между T_0 и T .

Если желают сохранить температурную шкалу посредством другого пирометра, чем тот, который служил для экстраполяции, то необходимо, чтобы оба пирометра имели одинаковые цветные стекла (что было не нужно при применении черного тела в качестве источника). Если это условие не выполнено, то приходится делать поправки, указанные выше (§ 143). То же будет иметь место, если при третьей из описанных выше операций в пирометр вводится нейтральное стекло, для того чтобы избежать слишком высокого нагрева эталонной нити. Мы покажем дальше (§ 215), каким образом при помощи ламп с плоской вольфрамовой нитью можно было сравнить шкалы, полученные в различных лабораториях; эти шкалы оказались совпадающими с точностью до нескольких градусов.

191. Косвенная градуировка пирометра с исчезающей нитью. Для того чтобы проградуировать пирометр, можно пользоваться косвенными методами, если располагают термопарой, предварительно проградуированной, или пирометром, градуированным по прямому методу, описанному выше.

А. Градуировка при помощи термопары. Предположим, что мы обладаем термопарой, Pt—(Pt+Rh), градуировка которой была выполнена раньше при помощи постоянных температурных точек (§ 167). Эту термопару вводят в печь, осуществляющую условия черного тела, и на внутренность печи выводят градуируемый пирометр. Само собой разумеется, что такая пара может служить только для фиксирования

точек, лежащих ниже 1600°C . Выше этой температуры можно продолжать градуировку, пользуясь нейтральным стеклом и принимая предосторожности, которые будут указаны ниже (§ 194).

В. Градуировка путем сравнения с другим оптическим пирометром. Если в нашем распоряжении имеется оптический пирометр, проградуированный предварительно (по методу экстраполяции), то мы можем сравнить с ним какой-либо другой пирометр, наводя их последовательно на одно и то же черное тело: в этом случае цветные стекла обоих аппаратов могут и не быть одинаковыми. Можно точно так же наводить оба пирометра на какой-либо другой источник [например на лампу с плоской вольфрамовой нитью ¹⁾ (глава XIX), платиновую ленту, накаливающуюся в воздухе, или лампу с опаловым стеклом]; но в этом случае, если цветные стекла обоих пирометров неодинаковы, то надо произвести определение эффективных длин волн стекол и внести соответственные поправки, как это указано выше.

Если визируется тонкая полоска раскаленного металла, то можно наводить оба сравниваемые пирометра одновременно на разные стороны полоски. Для контроля идентичности испускания обеими поверхностями пластинки можно переворачивать пластинку ²⁾. В случае наводки на внутренность черного тела можно использовать излучающую поверхность по обе стороны центральной перегородки при условии, что диафрагмы, органичивающие отверстия обоих пучков, помещаются очень симметрично. И здесь может иметь место заметная несимметричность излучения, обусловливаемая, например, циркуляцией газа или различием в пропускающей способности стекол, закрывающих отверстие печи; контроль и в этом случае может быть осуществлен путем съезживания наблюдений, выполняемых сравниваемыми аппаратами. Можно также наводить оба аппарата с одной стороны печи, тщательно следя за тем, чтобы визировался один и тот же участок печи и осуществлялся пучок, вполне покрывающий оба объектива.

Более надежный метод состоит в том, что пучок, исходящий из печи, направляют то в один, то в другой пирометр при помощи призмы полного отражения ³⁾, которую поворачивают на 90° ; оба пирометра располагаются так, что их оси лежат на одной прямой, составляя углы 90° с осью печи, но по разные стороны оси. Можно, наконец, наводить пирометры на трубку, снабженную отверстиями (§ 174).

С. Градуировка посредством пирометрической лампы с плоской нитью. Градуировку оптического пирометра можно выполнить очень быстро, если имеется лампа с плоской вольфрамовой нитью, яркостная температура которой определена предварительно как функция тока накаливания. Мы вернемся еще (глава XIX) к способу

¹⁾ Этот метод был установлен уже давно Вайднером и Бургессом (см., например, Burgess and Le Chatelier, *Measur. of high temp.*, стр. 332).

²⁾ Вообще говоря, различия в яркости обеих сторон лежат вне пределов наблюдения. То же имеет место и по отношению к пластинке, заключенной внутри баллона, ибо различие в пропускании двумя участками стенки баллона, вообще говоря, ничтожно мало.

³⁾ Не следует забывать, что эта призма должна иметь достаточные размеры, для того чтобы отраженный пучок, исходящий из некоторой точки центральной перегородки печи, вполне покрывал объектив каждого из пирометров.

изготовления и употребления таких ламп. Яркостные температуры такой лампы соответствуют определенным эффективным длинам волн; если градуирующийся пирометр снабжен монохроматическим стеклом, идентичным с тем, которое служило для эталонирования лампы, то необходимость в поправках отпадает. В противном случае, надо принять во внимание различие в эффективных длинах волн стекол (§ 143).

192. Измерение тока в эталонной лампе пирометра. Потенциометр. Если хотят использовать полную точность, которую способен дать пирометр с исчезающей нитью, необходимо точно измерять ток, питающий нить.

Действительно, цифры, приводимые нами ниже (§ 207), показывают, что относительное изменение тока на 0,001 достаточно, чтобы произвести изменение в яркости нити, заметное для глаза. Поэтому во всех точных измерениях следует определять ток в эталонной лампе при помощи потенциометра. Мы не вдаемся в подробное описание таких измерений. Напомним только, что ток лампы циркулирует по эталонному сопротивлению и разность потенциалов на борнах этого сопротивления измеряется при помощи потенциометра. Для большего удобства и точности предпочтительно подобрать эту разность потенциалов так, чтобы значение ее по порядку величины было близко к разности потенциалов эталонного элемента потенциометра (около 1 V). Токи, питающие эталонную лампу, изменяются обычно от 0,2 до 0,6 A; в соответствии с этим эталонное сопротивление выбирают от 1 до 2 Ω и включают последовательно с нитью¹⁾. Отметим сверх того, что, для того чтобы сохранить градуировку эталонной лампы, нет необходимости знать значение сопротивления, включенного последовательно с волоском; можно применить для измерений упрощенный потенциометр, относительно недорогой, который можно построить в любой хорошо оборудованной лаборатории (§ 206).

Метод контраста. Для того чтобы увеличить точность пирометрических измерений, Мандусс придумал следующий метод, аналогичный в принципе фотометрическому методу контрастов. Последовательно с реостатом, регулирующим ток лампы, помещают хороший ключ, позволяющий замыкать накоротко небольшое сопротивление.

Измерение состоит в регулировке тока так, чтобы нить казалась темной на светлом фоне источника, но чтобы казалась блестящей, когда нажмем на ключ выключают указанное малое сопротивление. Путем проб легко добиваются уравнивания контрастов. Таким образом уменьшают не только максимальные расхождения между отдельными наводками, но и среднее отклонение, которое не превосходит 2 или 3% для серии из пяти отсчетов²⁾.

Рибо применил этот метод контрастов, воспользовавшись, вместо изменений эталонного тока, дополнительным поглощением, получаемым путем помещения или удаления пластинки стекла на пути лучей между

¹⁾ Если располагают потенциометром, предназначенным для измерений э. д. с. термомпары (от 5 до 50 mV), то подходящим сопротивлением будет сопротивление около 0,1 Ω .

²⁾ Mendousae, Soc. Franç. Phys. Bull., 282 1929.

источником и стандартной нитью. Такое расположение имеет то преимущество, что оно дает постоянный контраст и не требует введения поправок.

Амперметры. Измерение тока в эталонной нити можно выполнить при помощи переносного амперметра¹⁾; нетрудно убедиться, однако, что, даже применяя инструменты высокой чувствительности, тщательно скорректированные на колебания внешней температуры, нельзя, вообще говоря, при измерении тока обеспечить точность, сравнимую с чувствительностью оптических измерений, особенно при низких температурах. Действительно, мы видели, что ошибка при оптических измерениях

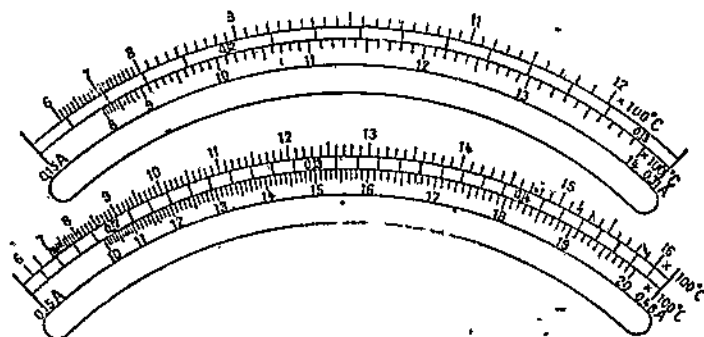


Рис. 113. Шкалы с градусными делениями для прецизионных амперметров, применяемых в оптических пирометрах с исчезающей нитью (из каталога Сименса).

(В каждой из шкал центральная часть разделена на амперы, а нижняя соответствует пирометру, снабженному добавочным нейтральным стеклом.)

температуры, выполненных при помощи очень хорошо построенного пирометра с исчезающей нитью, не превосходит 1° . Шкалы точных амперметров, употребляющихся при пирометрах с исчезающей нитью, которые мы воспроизводим на рис. 113, показывают ясно трудность оценки с точностью до 1° , особенно при низких температурах и с нейтральным стеклом.

Тем не менее для текущих измерений, где точность не превосходит нескольких градусов, хороший прецизионный амперметр может быть вполне подходящим инструментом. В таком случае деления амперметра наносят непосредственно в стоградусной термометрической шкале. При помощи болтиков, укрепленных на инструменте, можно в случае смены эталонной лампы заменить старую шкалу амперметра новой, соответствующей новой лампе и прилагаемой заранее к каждой лампе, ибо практически нет возможности построить эталонные лампы строго одинаковыми. При применении такого аппарата встречается, однако, трудность, на которую мы считаем необходимым обратить внимание. Точные измерения температуры оптическим методом не могут практически выполняться для температур ниже 800°C ; с другой стороны, если желают избежать слишком быстрого старения эталонной нити, не следует подниматься выше 1550°C . Таким образом, как видно по нижней

¹⁾ Тип д'Арсонваль с подвижной рамкой и спиральными пружинками.

шкале амперметра, изображенной на рис. 113, градуировка амперметра используется лишь в пределах от 0,18 до 0,45 А, т. е. приблизительно на половинном размахе стрелки прибора (двигающейся в пределах от 0 до 0,50 А). Несколько приемов предложено было для устранения этого неудобства. Наиболее простой состоит в том, чтобы задержать стрелку на некотором определенном делении шкалы¹⁾; этот прием не позволяет контролировать нуль инструмента; кроме того, при таком приеме пружинки инструмента оказываются постоянно несколько скрученными, что может с течением времени привести к изменению градуировки.

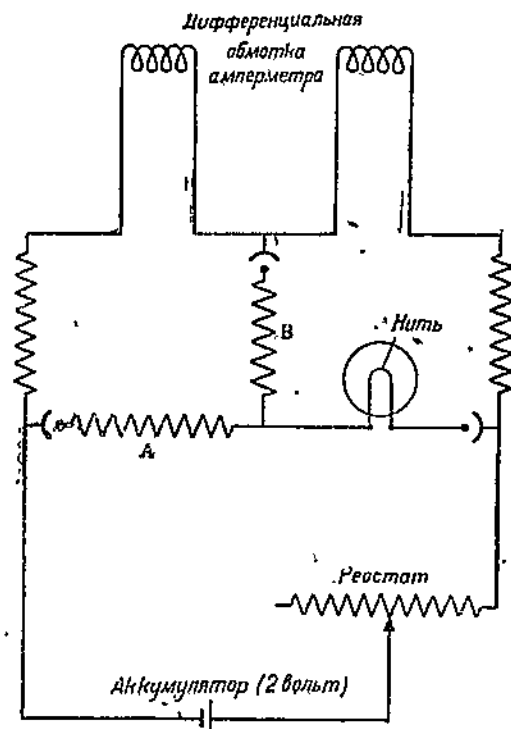


Рис. 114. Расположение в виде мостика, устраняющего мертвую часть градуировки амперметра, связанного с пирометром.

делают одним из плеч мостика Уитстона, три остальные ветви которого состоят из сопротивлений, значение которых не зависит от протекающего по ним тока. Эти три последние сопротивления выбраны таким образом, чтобы при самых слабых токах в нити, соответствующих хорошим фотометрическим измерениям при низких температурах (например, около 800°C), мостик находился в равновесии. Амперметр, включенный в диагональ мостика, стоит, таким образом, на нуле. Если увеличивают ток, текущий по нити (и, следовательно, ток

на некотором определенном делении шкалы¹⁾; этот прием не позволяет контролировать нуль инструмента; кроме того, при таком приеме пружинки инструмента оказываются постоянно несколько скрученными, что может с течением времени привести к изменению градуировки.

Можно обойти это затруднение, вводя в инструмент приспособление, служащее для перемещения стрелки, спиралеи и рамочки²⁾. Поворачивая систему направо, мы приводим стрелку к нулю шкалы (в отсутствие тока) и можем, следовательно, проверить нуль инструмента. При работе аппарата поворачиваем приспособление в противоположную сторону на определенный угол, так что нуль шкалы соответствует определенному значению силы тока (например, 0,15 А). Другой прием³⁾ состоит в том, что эталонную нить

¹⁾ На делении 0,15 А, например, как сделано в шкале Сименса, воспроизводимой на рис. 113.

²⁾ Принято в аппарате Лиде и Нортрун.

³⁾ Schofield and Gall, J. Sc. Inst., 1, 193, 1924.

и в остальных ветвях мостика); то можно каждой температуре, отсчитываемой на инструменте, привести в соответствие некоторое деление измерительного амперметра. Таким образом осуществляют шкаду, не содержащую неиспользованных участков.

Фирма научных инструментов «Кембридж», применявшая ранее метод останковки стрелки и признавшая недостатки этого метода, стала применять в новых моделях расположение с мостиком Уитстона, две ветви которого представлены двумя дифференциальными обмотками измерительного амперметра (рис. 114). И в этом случае регулировка мостика такова, что амперметр отмечает нуль для определенной температуры нити. Заменяемость эталонных ламп достигается благодаря двум сопротивлениям A и B , подбираемым соответствующим образом для каждой эталонной лампы¹⁾.

193. Интерполяция градуировки пирометра. Экстраполяция, исходящая от постоянной температурной точки и выполненная при помощи вращающегося сектора, дает нам некоторое число экстраполированных температур. Необходимо затем связать все эти наблюдения таким образом, чтобы каждому значению тока i в эталонной нити соответствовало определенное значение температуры t (интерполировать между найденными температурами).

Эту интерполяцию можно выполнить графически, соединяя наблюдаемые точки на диаграмме (i , t) сплошной кривой. Кривая градуировки, полученная таким образом, имеет всегда (§ 212) вид, указанный на рис. 115, на котором изображена также и вторая кривая градуировки с дополнительным темным стеклом. Проведение такой кривой может, однако, быть связано с неопределенностью, превосходящей ошибку измерений. Поэтому для всех точных измерений предпочтительно выполнять интерполяцию при помощи формулы, имеющей вид:

$$i = a + bt + ct^2 + dt^3.$$

Для измерений, менее точных, можно удовольствоваться тремя первыми членами формулы. Можно принять также формулу вида $i = at + be^{at}$; в этих двух случаях для определения трех коэффициентов формулы надо предполагать, по крайней мере, три наблюдениями i и t . В более точной формуле приходится эмпирически определять четыре постоянные. Для их вычисления необходимо иметь четыре эталонные точки. Предпочтительно, конечно, выполнить градуировку при помощи большего числа точек (8 или 10) и вычислить четыре коэффициента по методу наименьших квадратов. В этом случае приходится решать четыре уравнения:

$$\begin{aligned} an + b \sum t + c \sum t^2 + d \sum t^3 &= \sum i, \\ a \sum t + b \sum t^2 + c \sum t^3 + d \sum t^4 &= \sum it, \\ a \sum t^2 + b \sum t^3 + c \sum t^4 + d \sum t^5 &= \sum it^2, \\ a \sum t^3 + b \sum t^4 + c \sum t^5 + d \sum t^6 &= \sum it^3, \end{aligned}$$

¹⁾ Английский патент 213210 (1924). Фирма Шовен-Арпу приняла недавно устройство, в принципе подобное описанному.

в которых n представляет число наблюдаемых точек, а $\Sigma i, \Sigma i^2, \dots, \Sigma i^n$ — суть соответственно суммы наблюдаемых для этих точек температур, суммы их квадратов, кубов, суммы сил тока и т. д. Определив значения a, b, c, d , можно составить таблицы, связывающие i и t , или вычертить весьма точную кривую градуировки.

Было бы опасно применять вышеприведенные интерполяционные формулы за пределами точек, определенных экспериментально. Даже для экстраполяции, не превосходящей 100° , это может повести к

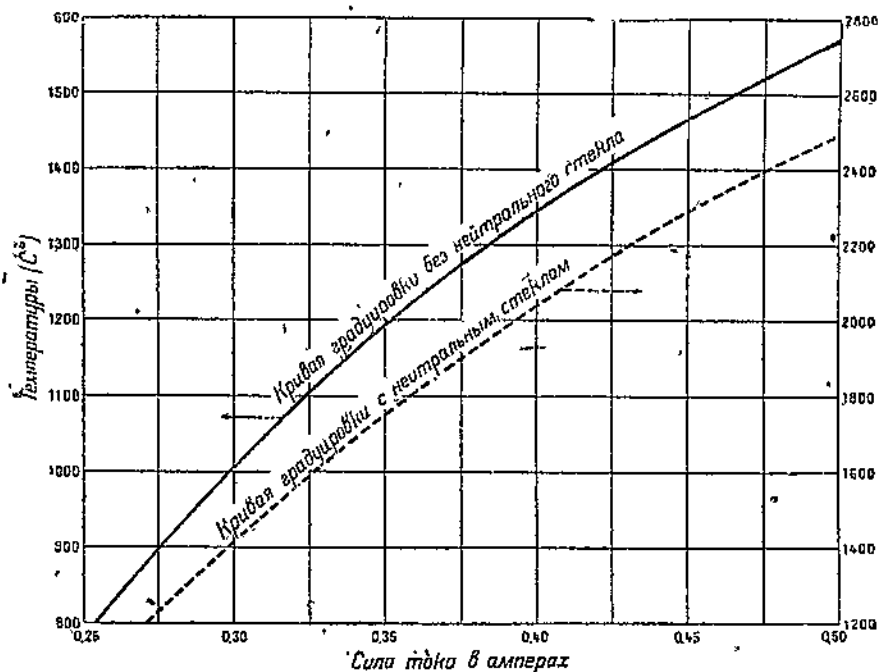


Рис. 116. Кривая градуировки оптического пирометра с исчезающей нитью.

(Вольфрамовая нить диаметром около 0,07 мм.)

ошибкам в несколько градусов. Мы увидим дальше, что эталонная лампа, состаренная подходящим образом, сохраняет свою градуировку очень постоянной, если заботиться о том, чтобы при непосредственном наблюдении пирометром (без ослабляющих стекол) не превосходить температуры 1550°C . Тем не менее следует рекомендовать градуировать для каждого пирометра, по крайней мере, две лампы¹⁾: одна будет служить для постоянных наблюдений, другая позволит время от времени без труда контролировать первую. В случае порчи первой лампы можно ее быстро заменить новой. В некоторых пирометрах сделано даже специальное приспособление для такой быстрой замены.

1) Удобно монтировать их последовательно, питая, следовательно, одинаковым током. Так как они обычно почти идентичны, то измерения при помощи потенциометра выполняются быстро, ибо изменения тока от одной лампы к другой приходится делать незначительные.

194. Присоединение нейтрального стекла к пирометру. (Градуировка.) Для температур, превосходящих 1600°C , необходимо добавлять подходящее нейтральное стекло, помещаемое перед эталонной лампой. Если располагают достаточно высокими опорными температурами, то градуировка с этим нейтральным стеклом делается без труда. Но в большинстве случаев имеющиеся в нашем распоряжении опорные температуры относительно невысоки [термопары до 1600°C , пирометрические лампы с плоской нитью до 2100°C (глава XIX)]. Можно обойти затруднение, пользуясь при экстраполяции пластинкой нейтрального стекла. Если при данном токе в нити пирометр без нейтрального стекла показывает абсолютную температуру T , то после введения стекла исчезновение нити получится для абсолютной температуры θ визируемого черного тела, так что имеет место соотношение:

$$\frac{1}{T} - \frac{1}{\theta} = \frac{\lambda_e}{C_2} \log \tau = A, \quad (a)$$

где λ_e представляет эффективную длину волны цветного стекла для экстраполяции между θ и T , а τ — коэффициент пропускания нейтрального стекла для света черного тела при температуре T ¹⁾. Если бы цветное стекло было вполне монохроматическим, то величина A была бы постоянной; в действительности, однако, такой монохроматичности, как известно, нет. Так как цветное стекло пропускает спектральный участок заметной ширины, то λ_e несколько меняется с температурой T , и то же имеет место для коэффициента пропускания τ нейтрального стекла; на практике, однако, изменения эти незначительны, и в первом приближении A можно считать постоянной. Для перехода от кривой градуировки без нейтрального стекла к кривой с нейтральным стеклом наводим пирометр на одно и то же черное тело один раз без нейтрального стекла (температура θ_1), затем с нейтральным стеклом (наблюдаемый при этом ток в нити при отсутствии нейтрального стекла соответствовал бы температуре T_1); переход от какой-то температуры T к соответствующей температуре θ выполняется в таком случае при помощи соотношения:

$$\frac{1}{T} - \frac{1}{\theta} = \frac{1}{T_1} - \frac{1}{\theta_1}.$$

Необходимо, конечно, чтобы обе шкалы, с нейтральным стеклом и без него, имели общую зону температур. Этот случай изображен на рис. 115, для которого разность $\frac{1}{T} - \frac{1}{\theta}$ для всех значений тока существенно одна и та же и равна $184 \cdot 10^{-6}$.

При этом не следует упускать из виду, что дело идет о довольно грубом приближении. Разберем вопрос подробнее²⁾. Рассмотрим случай

1) Читатель может вернуться к § 129 и 154, где разобран этот вопрос; относительно плотности применяющихся стекол см. табл. 28.

2) Рассуждения, подобные разбиваемым в тексте, были даны в очень интересном мемюаре Forte, Bur. Stand. Bull., 72, 483, 1916; см. также: Hoffmann, Zis. f. Phys., 17, 1, 1923.

пластинки нейтрального стекла (кривая *B* рис. 72), скombинированного с красным стеклом (Иена, F. 4512) в 6 мм толщиной, эффективные длины волны которого даны на рис. 58. Для температуры черного тела, равной 1700°K, имеем:

$$\tau = 0,0906 \text{ и } \lambda_e = 0,6662,$$

откуда ¹⁾

$$A = \frac{1}{T} - \frac{1}{1700} = \frac{0,6662 \cdot 2,3}{14300} \operatorname{colog} 0,0906 = 111,8 \cdot 10^{-6}.$$

Вычислим *A* для тех же самых стекол и для температуры черного тела, равной 3000°K; если принять то же значение для *A*, что и выше, то, следовательно, нейтральное стекло привело бы температуру 3000°K к температуре *T'* такой, что

$$\frac{1}{T'} - \frac{1}{3000} = 111,8 \cdot 10^{-6},$$

что дало бы *T'* = 2250°K. При вычислении *A* нужно принять

$$\lambda_{2250, 3000} = 0,6640 \text{ и } \tau_{3000} = 0,0892,$$

и, следовательно,

$$A' = \frac{0,6640 \cdot 2,3}{14300} \operatorname{colog} 0,0892 = 112,9 \cdot 10^{-6};$$

как видим, при переходе от 1700 к 3000°K *A* возрастает приблизительно на 1%. Если бы принять такое значение *A*, как при 1700°K, то температура, вычисленная, исходя из *T'* = 2250°K, была бы слишком малой, приблизительно на 10°. Вышеприводимые цифры относятся к очень хорошему красному стеклу и к нейтральному стеклу, достаточно мало селективному. В случае плохого красного стекла и очень несовершенного нейтрального стекла изменения *A* были бы еще более заметны, и ошибки, которые могли бы вследствие этого возникнуть при интерполяции, сделались бы еще более значительными ²⁾.

Поправка, которую необходимо ввести в значение *A*, может быть, очевидно, вычислена, если известна кривая пропускания нейтрального стекла и кривая пропускания цветного стекла; однако разыскание этих кривых — довольно длинная работа; кроме того, экстраполяция при помощи вращающегося сектора (§ 117) представляется более надежной и более точной.

При каких условиях поглощающая пластинка способна дать постоянную разность $\frac{1}{T} - \frac{1}{T'}$ для всех температур градуировки пирометра?

¹⁾ Нейтральное стекло позволило бы перейти от 1700°K к *T* = 1430°K (приблизительно).

²⁾ В работе Фута, отмеченной выше, приведены изменения *A* для красного стекла, менее хорошего, чем F. 4512, и для нейтрального стекла более селективного. Изменение *A* в интервале температур, который мы рассмотрели, достигает 3%.

Если мы обратимся к соотношению α , приведенному выше (стр. 315), то легко видеть, что если коэффициент пропускемости τ пластинки для всех длин волн таков, что произведение $\lambda \cdot \lg \tau$ постоянно, то разность $\frac{1}{T} - \frac{1}{\theta}$ не будет зависеть от длины волны и, следовательно, от спектрального состава света, исходящего от источника и проникающего сквозь красное стекло в инструмент. Эта особенность была указана Футом, Молером и Фэйрчайльдом ¹⁾. Соотношение $\lambda \lg \tau = \text{const}$ можно написать в виде:

$$\lambda \cdot k_{\lambda} = \text{const},$$

если k_{λ} — коэффициент абсорбции стекла нашей пластинки (§ 23) для излучения λ .

Фэйрчайльд, Гувер и Петерс ²⁾ указали недавно совокупность трех стекол (Корнинг, G-171-1Z, толщиной 2,57 мм; G-554-OP, толщиной 3,07 мм; Иена, F. 3815, толщиной 0,175 мм), удовлетворяющую вышепоставленному условию. Среднее нейтральное иенское стекло F. 7839 (рис. 71) удовлетворяет указанному условию лишь с очень большим приближением (§ 204).

195. Эталонные лампы для пирометров с исчезающей нитью.

Выбор нити. В первых пирометрах с исчезающей нитью применяли эталонные нити из угля. Такая нить не отклоняется заметно от условий черного тела, и это обстоятельство может в некоторых случаях представлять известные преимущества ³⁾.

В настоящее время предпочитают применение вольфрамовых нитей, испускательная способность которых менее значительна, чем у угольных, но которые имеют перед последними преимущество гораздо большей продолжительности службы и большей надежности.

Токи, необходимые для достижения данной температуры. Нам представляется полезным привести здесь некоторые цифры, указывающие порядки величины токов, применяющихся для того, чтобы довести до различных температур цилиндрические вольфрамовые нити различных диаметров. Речь идет о нитях достаточно длинных, так что их средняя часть представляет участок постоянной температуры. Напомним, что для достижения данной температуры применяемый ток должен быть пропорционален степени $3/2$ диаметра нити ⁴⁾.

Значения интенсивности тока указаны в табл. 45.

Следует, впрочем, заметить, что яркостные температуры, фигурирующие в этой таблице, несколько меньше температур, считываемых на пирометре, в котором применена нить; действительно, необходимо учесть поправки на абсорбцию в средах (объектив и т. д.), через которые свет проходит по пути от источника к эталонной нити.

¹⁾ Foote, Mohler and Fairchild, J. Wash. Acad. Sc., 7, 545, 1917.

²⁾ Fairchild, Hoover and Peters, Bur. Stand. J. Research, 2, 931, 1929.

³⁾ В частности, необходимые поправки невелики, когда изменяют эффективную длину волны пирометра (§ 144); кривая градуировки наклоняется мало, когда работают в разных областях спектра.

⁴⁾ За всеми подробностями, относящимися к этому вопросу, и по вопросу о распределении температур в нити см. Worthing, J. Franc. Inst., 194, 597, 1922; Ribaud et Nikitine, Ann. d. Phys., 7, 6, 1927.

Приводимые ниже значения токов справедливы для длинных нитей; их надо увеличить для коротких нитей, т. е. для таких, у которых не имеется центрального участка равномерной температуры, но температура изменяется от одного конца нити к другому, проходя просто через точку максимальной температуры¹⁾.

Таблица 45. Силы тока I (в амперах), необходимого для того, чтобы достигнуть определенной температуры в вольфрамовой длинной цилиндрической нити данного диаметра (помещенной в пустоте).

Источники температуры T	Пространство температуры $S_{0,307}$	Диаметр в миллиметрах									$\frac{dI/I}{dT/T}$	$\frac{dI/I^2}{dS/S}$
°K	°K	°C	0,02	0,04	0,06	0,10	0,16	0,20	0,30	0,40		
1000	965—690		0,022	0,013	0,116	0,250	0,51	0,70	1,32	2,00	2,07	1,60
1200	1150—880		0,032	0,092	0,167	0,365	0,73	1,03	1,88	2,90	2,05	1,65
1400	1330—1055		0,045	0,127	0,237	0,50	1,02	1,42	2,60	4,00	2,04	1,70
1600	1510—1235		0,059	0,167	0,305	0,66	1,33	1,86	3,40	5,3	1,97	1,71
1800	1635—1410		0,074	0,207	0,385	0,82	1,66	2,35	4,25	6,6	1,90	1,69
2000	1860—1585		0,090	0,255	0,465	1,00	2,02	2,85	5,2	8,0	1,83	1,68
2200	2025—1750		0,106	0,300	0,55	1,19	2,40	3,35	6,2	9,5	1,77	1,67
2400	2190—1915		0,124	0,350	0,65	1,39	2,80	3,90	7,2	11,1	1,71	1,66
2600	2355—2080		0,143	0,400	0,74	1,59	3,20	4,50	8,2	12,7	1,67	1,65
2800	2515—2240		0,162	0,460	0,84	1,81	3,65	5,1	9,4	14,5	1,63	1,63
3000	2675—2400		0,182	0,52	0,95	2,05	4,10	5,8	10,6	16,4	1,60	1,62

Обычно применяют нити около 0,06 мм диаметром. В том случае, когда желательно уменьшить мощность, подводимую к нити, можно употребить и более тонкие нити, но, повидимому, это связано с уменьшением точности, ибо изображение нити, видимое через окулярную систему прибора, может оказаться слишком малым. С другой стороны, не следует применять слишком больших диаметров, ибо при этом тепловая инерция нити может причинять неудобства.

Применяемые нити должны иметь весьма однородную толщину, без утолщений, которые делают очень затруднительным наблюдение исчезновения нити; наконец, нити должны быть припаяны к проволочкам, проходящим сквозь стенки баллона и служащим для подвода тока; таким образом можно избежать колебаний в силе тока, неизбежно наблюдаемых при длительной работе, если нити просто зажаты в подводящих проволочках. Наконец, предпочтительно, чтобы нити были достаточно длинными, так, чтобы в центральной части была зона однородной температуры, ибо наводка очень облегчается, если длинная часть нити исчезает сразу на светлом фоне изучаемого источника. Для того чтобы это условие было выполнено вблизи $S=1000^\circ \text{C}^2)$, необходимо брать нити, длина которых равна соответственно 7, 6 и 5 см для диаметров 0,10, 0,06 и 0,04 мм. Нити всегда придают форму перевернутой буквы V. Некоторые исследователи предлагали, для того чтобы избежать всякого колебания при выборе той зоны нити, которая должна исчезать,

1) Указавши, относящиеся к коротким нитям, можно найти у Ribaud et Nikitine, Ann. d. Phys., 7, 23, 1927 (абсциссы кривой 6 должны быть умножены на 2,3).

2) S — выражено по стогоградусной шкале.

3) Оно будет тем более выполнено при более высоких температурах.

устанавливать на вершине нити узелок, служащий опорным пунктом¹⁾; можно также осуществить специальный указатель, припаяв к стеклу баллона платиновую проволочку, конец которой приходится очень близко к центральной части нити. Эти предосторожности являются излишними, когда нить достаточно длинна и хорошо цилиндрична, так что середина ее хорошо соответствует зоне однородной яркости.

Необходимо осуществить превосходный вакуум в баллоне, содержащем нить; нить, помещенная в газовую атмосферу, плохо пригодна для наших целей вследствие изменений температуры, связанных с конвекционными токами и могущих являться при изменении ориентации лампы (глава XIX).

Для практики может представлять интерес изыскание нитей, обнаруживающих большое изменение в токе i для некоторых данных изменений температуры. Из табл. 45 видно, что для всех диаметров вольфрамовых нитей и для всех температур отношение $\frac{dI}{I} : \frac{dT}{T}$ имеет суще-

ственно постоянное значение, равное приблизительно 1,9 (T — истинная температура в градусах Кельвина)²⁾. С этой точки зрения угольные нити не представляют никаких существенных преимуществ перед вольфрамовыми. Рассматривая кривые, которые мы приводим ниже и которые относятся к плоским вольфрамовым нитям, мы убедимся также, что для коротких нитей чувствительность меньше, чем для длинных нитей.

Установление тока в пирометрической нити (0,06 мм) требует всего лишь нескольких секунд для того, чтобы окончательная температура была достигнута с точностью около 1°³⁾. Вначале нить более холодна. Изменение температуры на несколько десятков градусов требует для своей установки всего лишь доли секунды. Благодаря столь малой тепловой инерции нити не возникает никаких неудобств при пирометрических уравниваниях.

196. Старение нити. Надежность. Очень большие ошибки (до 30%) могут возникнуть, если не озаботиться предварительным «постарением» нити, прежде чем приступать к градуировке пирометра.

Постарение заключается в том, что в нити в течение довольно продолжительного промежутка времени поддерживают температуру, значительно более высокую, чем та предельная температура, в которой ей придется работать. Опыт показывает, что лампа с надлежащим образом проведенным постарением достигает устойчивого режима, который затем удерживается очень долго, если избегать нагревания нити выше определенной температуры.

На практике осуществляют постарение нити, поддерживая ее в течение 24 часов при истинной температуре около 2200°С или, что сводится к тому же, при яркостной температуре около 2000°С (если

¹⁾ Forsythe, *Astroph.*, J., 43, 295, 1906.

²⁾ Ribaud, *J. Phys.*, I, 176, 1930 («о соотношении, ток — температура, в вольфрамовых пирометрических нитях»).

³⁾ При точных измерениях с потенциометром можно обнаружить, что, для того чтобы в такой нити, питаемой превосходной батареей, установился ток намеченного режима, требуется несколько минут, ибо подводящие проволоки и поддерживающие нить крючки принимают свою окончательную температуру довольно медленно.

измерения производить в красной части спектра). Для нити диаметром 0,06 мм для этой цели нужен ток от 0,70 до 0,75 А (табл. 45).

Стандартная лампа, должным образом подвергнувшаяся старению, обнаруживает замечательное постоянство, если следить за тем, чтобы в дальнейшей работе температура нити не поднималась слишком высоко; не следует доводить нить до температуры, соответствующей установке пирометра на равенство с черным телом, температура которого близка к температуре плавления палладия (1550°C). При соблюдении этих условий продолжительность службы лампы достигает многих тысяч часов; Форсайт¹⁾ отмечает, что лампа, работавшая ежедневно в течение более чем двух лет, обнаружила изменение около $1^{\circ},5$ близ температуры плавления палладия (0,4578 А вместо 0,4573 А в момент градуировки). Лампа, применяемая для установления равновесия с черным телом при температуре 1700°C , имела бы продолжительность службы, значительно меньшую, но более нескольких сот часов; в этих условиях ее необходимо было бы довольно часто контролировать.

Весьма удобно монтировать на одном и том же пирометре две или три стандартных лампы (§ 197), из которых одна служит для текущих измерений, а другие могут быстро заменять первую с тем, чтобы время от времени контролировать ее показания.

При измерениях на протяжении нескольких сот часов при обычных температурах стандартная лампа позволяет воспроизводить заданную температуру с ошибкой, значительно меньшей 1° . Исходя из этой точности, мы попытались оценить влияние внешней температуры на показания, даваемые такой лампой.

Если применять достаточно длинную нить, так что центральная часть ее обладает однородной температурой, то, как показывают расчет и опыт, изменение внешней температуры на 100° влечет за собой изменение температуры нити не более чем на $2^{\circ},2$). Таким образом поправки, соответствующие обычным изменениям внешней температуры, неощутимы. Эти поправки становятся гораздо более значительными в случае коротких нитей, центральная часть которых терпит заметное количество тепла вследствие теплопроводности нити и подводящих концов.

Само собой разумеется, что изложенные соображения применимы также к стандартным лампам, применяемым в других типах монохроматических пирометров.

Баллоны. Баллоны, в которые заключены нити, надлежит изготовлять из очень чистого стекла, без пузырьков и полосок, для того чтобы иметь возможность получить сквозь окулярную систему превосходное изображение источника и нити; представляет преимущество при измерениях высокой точности выбирать баллоны достаточно большого диаметра, особенно когда наблюдение нити производится при помощи микроскопа.

Можно точно так же применять баллоны, у которых лобовые поверхности, сделанные из хорошего плоского стекла, припаяны к центральной части баллона²⁾.

¹⁾ «Symposium on pyrometry», p. 303.

²⁾ Ribaud, C. R., 182, 625, 1926.

³⁾ Fairchild, J. Opt. Soc. Amer., 4, 496. 1920 («Различные предметы из чистого стекла»).

Для того чтобы избежать мешающих отражений, устраивают баллон таким образом, чтобы эти плоскости не были строго параллельны, а оставляли небольшой угол между собой.

197. Различные модели пирометров с исчезающей нитью. Мы уже указывали выше (§ 188) расположение, применяемое для пирометров, предназначенных для работы с вращающимся сектором. Мы указывали также те условия, которые должны быть выполняемы для различных оптических частей аппарата, если желательно иметь инструмент высокой точности. Во всех случаях, когда приходится визировать источники малых размеров или когда желают обеспечить перед окулярной системой достаточное свободное пространство, для наблюдений применяется в качестве окуляра небольшой длиннофокусный микроскоп (§ 187). Мы воспроизвели на рис. 111 точный пирометр, применяемый в Бюро стандартов. На рис. 116 мы воспроизводим также аппарат, который принят в ротшильдовской пирометрической лаборатории; в этой последней модели устроено приспособление (салазки), позволяющее быстро сменять стандартные лампы; пространство, остающееся перед микроскопом, исполняющим функции окуляра, достаточно для помещения лампы большого диаметра, температуру волосков которых желали бы исследовать (§ 200).

Применение микроскопа для рассматривания стандартной нити представляет то неудобство, что с ним связано поглощение значительного количества света. Можно с успехом (§ 187) применять в качестве окуляра простую линзу, если только ее увеличение не менее 10. При таком расположении, очевидно, невозможно применение стандартных ламп, диаметр которых превосходит 4 см. Некоторые конструкторы стремятся сделать из своих пирометров с исчезающей нитью по возможности портативный инструмент, приспособленный для текущей промышленной практики, хотя бы и ценой некоторого понижения точности. Повидимому, ни в одной из существующих моделей не выполнены, однако, указанные выше условия, относящиеся к расщеплению световых пучков (§ 185).

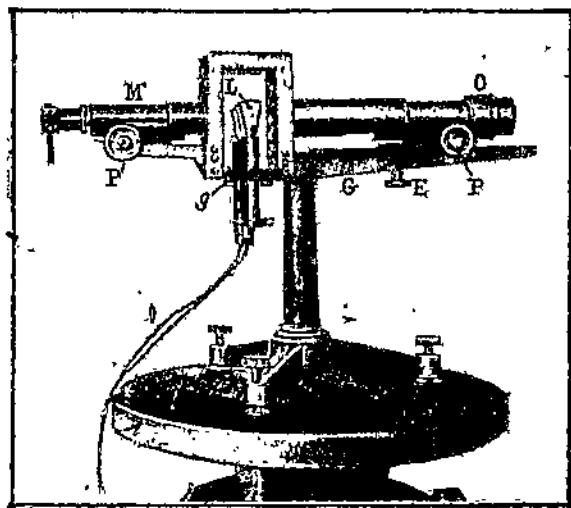


Рис. 116. Прецизионный пирометр с исчезающей нитью. (Пирометрическая лаборатория Института Ротшильда.)

O — объектив; M — микроскоп, визирующий нить; F — кремальера, регулирующая положение объектива; P' — кремальера, регулирующая наводку микроскопа на нить; E — винт, закрепляющий кремальеру, двигающую объектив; Q — салазки, несущие стандартные лампы.

Стремясь достигнуть максимальной светосилы инструмента, раскрытие окулярной системы делают обычно гораздо большим, чем это совместимо с требованием максимальной точности, а выбираемое увеличение окуляра оказывается слишком малым.

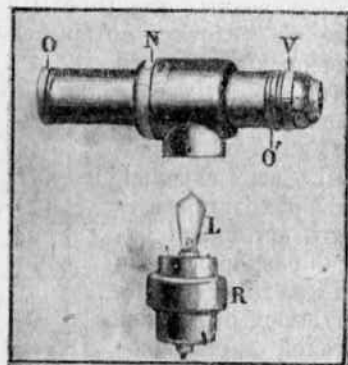
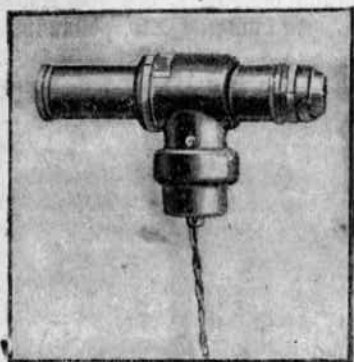


Рис. 117. Пирометр с исчезающей нитью (модель Сименса).

O — объект, O' — окуляр, V — цветное стекло; N — поглощающее нейтральное стекло; L — стандартная лампа; R — реостат.

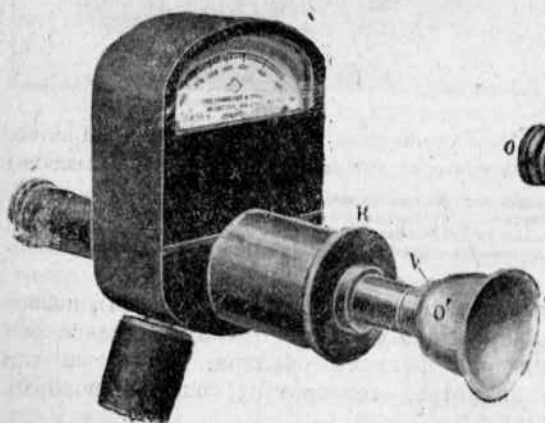


Рис. 118. Пирометр с исчезающей нитью (кембриджская модель).

O — объект; O' — окуляр; V — цветное стекло; A — амперметр; R — реостат.

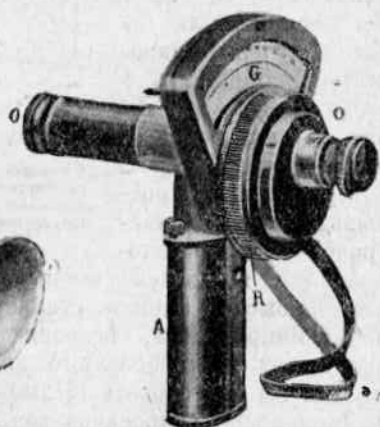


Рис. 119. Пирометр с исчезающей нитью (модель Гартмана и Брауна).

O — объект; O' — окуляр; G — шкала амперметра; A — аккумулятор; R — реостат.

Все эти инструменты снабжены амперметром, который нередко монтируется на отдельном ящике, носимом наблюдателем и содержащем, кроме того, аккумуляторы и реостат для регулировки тока (Лид и Нортруп).

В других конструкциях регулировочный реостат помещается на пирометре (Сименс, рис. 117); в некоторых — измерительный амперметр также монтируется на самом пирометре (Кембридж, рис. 118); наконец, есть конструкции, при которых в одном портативном приборе помещаются также и аккумуляторы, питающие лампу (Гартман и Браун, рис. 119). Эти различные монтажки связаны с известными неудобствами; в частности, недостатки контрбалансирования подвижной части амперметра могут повести к заметным ошибкам, когда при пирометрическом визировании приходится наклонять инструмент; шкала амперметра, связанного с инструментом, слишком коротка для возможности точных отчетов.

198. Надежность и точность пирометра с исчезающей нитью. Предосторожности, необходимые при его применении. При каких измерениях остаются верными показания пирометра с исчезающей нитью? Мы оставим в стороне возможные колебания в показаниях измерительного амперметра и предположим, что ток в стандартной лампе измеряется при помощи потенциометра со всей желаемой точностью. При этих условиях изменения в показаниях пирометра могут, в первую очередь, зависеть от изменений стандартной лампы. При тех предосторожностях, которые мы указали выше (соответственное постарение лампы, применение ее при яркостных температурах ниже 1600°C , возможная замена контрольной стандартной лампой), надежность работы пирометра, повидимому, может быть обеспечена с точностью до долей градуса. Изменение внешней температуры при подходяще выбранной нити также имеет лишь ничтожное влияние, которым можно пренебречь. Опыт и расчет показывают также, что ошибка в вводе изображения источника на нить не влечет за собой никаких изменений в исчезновении нити; мы видели также, что в хорошо сконструированном аппарате расстояние до визируемого источника не влияет на измерения.

Единственная возможная причина ошибки связана с образованием пыльного налета на баллоне лампы или на поверхности объектива или с расклейкой различных частей объектива. Для того чтобы всегда держать в чистоте наружную поверхность объектива, следует избегать касаться ее пальцами и на время, когда аппарат не работает, прикрывать объектив специальной крышечкой.

Для того чтобы иметь возможность контролировать пирометр, удобно во всяком случае располагать одной или двумя пирометрическими лампами с плоской нитью (глава XIX), эталонированными для различных значений силы тока, которые можно визируют нашим инструментом; такие лампы позволяют убедиться, что коэффициент пропускания оптических частей инструмента не изменился.

Пам остается еще предостеречь против одной ошибки, которую довольно часто делают начинающие. При всех измерениях с оптическим пирометром существенно, чтобы лучок, исходящий из какой-либо точки визируемого источника, вполне покрывал объектив аппарата. В противном случае могут возникнуть крайне важные ошибки. В частности, следует убедиться, выполняется ли это условие при визировке внутренней печи с диафрагмами. Отверстия различных диафрагм должны быть рассчитаны таким образом, чтобы не задерживать лучей, которые,

исходи из какой-нибудь точки центральной перегородки, направленный к любой точке объектива, включая его край; то же должно иметь место для аппаратов, в которых в пучке между источником и объективом помещается призма с полным внутренним отражением¹⁾. Вопрос о влиянии, которое оказывает изменение красного стекла пирометра, достаточно освещен в § 144, к которому мы и отсылаем читателя.

Точность, получаемая при различных визировках, выполняемых с идеальным пирометром с исчезающей нитью, показывает, что аппарат допускает фотометрическое уравнивание с ошибкой порядка 1/500, т. е. с ошибкой, даваемой лучшими фотометрами. Продолжительная практика с аппаратом, изображенным на рис. 116, при работах в пирометрической лаборатории Института Ротшильда, показала нам, что при точке плавления палладия пять или шесть последовательных отсчетов никогда не различаются больше чем на 0°,5. Среднее из пяти измерений позволяет, следовательно, с абсолютной уверенностью ручаться за четверть градуса. Эти цифры имеют силу в случае, когда размеры визируемого источника достаточно велики (диаметр изображения в 3 или 4 раза больше диаметра нити). В случае источников очень малых размеров точность будет значительно меньшей.

Мы еще вернемся к этому вопросу в связи с описанием микропирометров (§ 200), а также когда мы будем говорить об оптических измерениях температуры волосков ламп накаливания.

199. Поправка, вызываемая наличием стеклянной пластинки или призмы между источником и пирометром. Прозрачная поверхность с показателем преломления n , на которую нормально падает пучок света, отражает его так, что коэффициент отражения выражается формулой:

$$\rho = \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2,$$

причем это выражение справедливо как для границы, воздух—среда, так и для границы, среда—воздух (§ 24). Отсюда следует, что коэффициент пропускания τ пластинки с параллельными поверхностями или призмы с полным отражением²⁾ равняется:

$$\tau = (1 - \rho)^2 = \frac{16n^2}{(n+1)^4}.$$

Для двух стекол, с коэффициентами преломления $n=1,50$ и $n=1,55$ ³⁾, находим соответственно значения $\tau=0,92$ и $\tau=0,90$.

Выше (§ 58) было показано, что если визировать последовательно черное тело (или какую-нибудь раскаленную поверхность) при помощи оптического пирометра один раз непосредственно, а другой раз сквозь

¹⁾ См. в § 199 относительно поправок, которые приходится вводить в этом последнем случае.

²⁾ Отражение на поверхности гипотенузы совершается с коэффициентом отражения, равным единице, если поверхность очень чиста. Мы обращаем внимание на ошибки, которые могут произойти, если эта поверхность плохо очищена.

³⁾ Это последнее значение является в то же время и показателем преломления кварца.

прозрачную пластинку, то абсолютные температуры S и S' , отсчитываемые на приборе, связаны между собой соотношением:

$$\frac{1}{S'} - \frac{1}{S} = -\frac{\lambda \cdot 2,303}{C_2} \operatorname{colog}_{10} \tau.$$

Для $\lambda = 0,65 \mu$ и двух значений τ , приведенных выше, найдем соответственно для величины $\frac{1}{S'} - \frac{1}{S}$ значения: $38 \cdot 10^{-7}$ и $43 \cdot 10^{-7}$. Пользуясь этими значениями, нетрудно вычислить поправку, которую надо прибавить к отсчетам, сделанным сквозь прозрачную пластинку, для того чтобы получить температуру, которая была бы определена по нашему прибору без пластинки, т. е. истинную температуру источника. Поправки эти собраны в табл. 46 для двух показателей преломления $n = 1,50$ и $n = 1,55$.

Таблица 46. Поправки, которые надо прибавить к температуре, отсчитанной по оптическому пирометру, для того чтобы учесть ослабление, производимое прозрачной пластинкой, помещенной между источником и пирометром ($\lambda = 0,65 \mu$).

Показатель преломления стекла	Отсчитанные температуры (по стандартной шкале)										
	600	800	1000	1200	1400	1600	1800	2000	2500	3000	3500
1,50	3,1	4,6	6,4	8	11	14	18	20	29	40	53
1,55	3,8	5,7	8,0	10	13	16	21	25	37	50	66

Из таблицы видно, что эти поправки весьма значительны, так что совершенно необходимо учитывать их при всех измерениях. Эти поправки пропорциональны λ ; они, следовательно, менее значительны в зеленой и фиолетовой частях спектра. Кроме того, ясно, что метод, при котором принимается значение, соответствующее среднему показателю преломления употребляемого стекла, недостаточно точен и может привести к ошибкам в несколько градусов по крайней мере для температур, превышающих 1200°C . Во всех точных измерениях необходимо изучить стекло, измеряя две соответствующие температуры S и S' ; вычисляют постоянную разность $\frac{1}{S'} - \frac{1}{S}$ и составляют таблицу поправок. Когда дело касается длительных измерений, то самое лучшее проградуировать пирометр вместе с той пластинкой или призмой, которая будет служить при измерениях.

200. Микропирометры. Пирометр с исчезающей нитью превосходно подходит для изучения источников малых размеров, так как его нить, служащая как поле сравнения, может быть сделана весьма незначительной по величине. Бюргесс ¹⁾ первый описал микропирометр, примененный им для определения температуры плавления и испускательной способности очень большого числа тел ²⁾, взятых в форме

¹⁾ G. K. Burgess, Bur. Stand. Bull., 9, 475, 1913.

²⁾ Burgess and Waltenberg, Bur. Stand. Bull., 11, 591, 1915, § 63.

образцов, масса которых не превосходила нескольких сотых миллиграмма. Аппарат представлял собою простое видоизменение микроскопа (объектив $f=5$ см, окуляр — увеличение 6,4). Эталонная лампа помещалась между линзами окуляра. Для металлов с хорошо определяемой точкой плавления, как золото или никель, без труда получалась точность $1-2^\circ$. Этот инструмент, оказавший чрезвычайно ценные услуги, представляет некоторые неудобства. Его оптические свойства не таковы, чтобы соответствовать максимуму точности; кроме того, расстояние между двумя линзами окуляра несколько мало для удобного расположения эталонной лампы, при котором получались бы хорошие изображения и нить которой была бы достаточно длинна для того, чтобы обладать в центре хорошей равномерностью температуры.

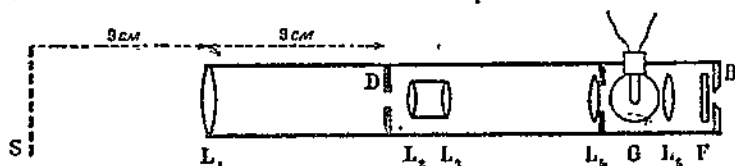


Рис. 120. Микропиromетр Геннинга и Гейзе.

Геннинг и Гейзе¹⁾ также описали микропиromетр, эталонная лампа которого G (рис. 120) укрепляется между двумя линзами L_4 и L_5 окуляра Гюйгенса. Объектив прибора состоит из совокупности двух линз L_2 и L_3 , расстояние которых можно менять, изменяя, таким образом, увеличение инструмента. Зрачок B 0,2 мм в диаметре ограничивает практически отверстие пучка, который пронизывает инструмент и попадает в глаз наблюдателя. Для того чтобы избежать расположения изучаемого источника на слишком близком расстоянии от инструмента, отбрасывают с помощью линзы L_1 изображение этого источника в натуральную величину на диафрагму D, расположенную перед объективом L_2L_3 . Расстояние от источника до линзы L_1 равно приблизительно 9 см. Инструмент вызывает критические замечания, подобные тем, которые мы приводили при описании инструмента Бюресса. С одной стороны, повидимому, отверстия различных оптических частей аппарата не соответствуют условиям совершенного исчезновения нити²⁾; с другой — сами авторы отмечают неудобства, связанные с помещением лампы между линзами окуляра; так как лампа влияет на ход лучей, то приходится смещать зрачок B вдоль оси и в сторону, для того чтобы не имелось темных мест.

Гётц³⁾ указал расположение окуляра, позволяющее избежать этих неудобств. Фэйрчайльд и Гувэр в их уже упоминавшейся работе указали условия, при осуществлении которых можно получить точный микропиromетр; читатель может найти эти данные выше (§ 185 и табл. 43).

¹⁾ Henning und House, Zts. f. Phys., 16, 63, 1923.

²⁾ Авторы, правда, не останавливаются на этом вопросе и не дают никаких цифр, позволяющих вычислять различные углы отверстий пучков.

³⁾ Goetz, Zts. f. Phys., 38, 119, 1926, см. также v. Wartenberg und Moehl, Zts. f. phys. Chemie, 128, 445, 1927.

Фокусное расстояние объектива для переносных инструментов имеет величину от 7 до 15 см; его отверстие должно быть не менее $f:3,5$ ¹⁾. Далее, для наблюдения нити и изображения источника, получаемого при помощи объектива, применяют небольшой микроскоп с увеличением, равным приблизительно 30. В этих условиях можно производить измерения источников, изображение которых имеет диаметр, равный всего лишь тройному или четверному диаметру нити.

Обращаясь к рис. 109, мы легко найдем, что увеличение $G = \frac{\Delta}{\eta}$ имеет (в случае объектива, диаметр отверстия которого $d = \frac{f}{k}$) следующее выражение:

$$G = \frac{1}{ka} - 1.$$

Для данного значения k представляет, очевидно, интерес брать a возможно малым. Даже выбирая для a наименьшее значение, допускаемое условиями хорошего исчезновения ($a=0,04$, табл. 43), мы не получим увеличения, большего 6, для объектива с отверстием $f:3,5$. Если желательно иметь аппарат достаточно светосильный ($\beta=0,04$), то нельзя брать a меньше 0,08 радиана, что соответствует увеличению 3.

Из изложенного видно, что на практике не следует брать увеличение объектива, большее 3; следовательно, при измерении источников малых размеров мы ограничены такими источниками, диаметр которых близок к диаметру нити, т. е. 0,05 мм.

Для источников меньшего диаметра (измерения температуры очень тонких накаливаемых нитей) самое лучшее обратит метод, пользуясь этими нитями в качестве стандартных нитей пирометра и уравнивая их с внешним источником (например, лампа с плоской нитью) путем воздействия на этот источник. Температуру измеряемой нити мы получим затем, заменив эту нить стандартной нитью, для которой проградуирован пирометр, и определяя ток, соответствующий равновесию стандартной нити с внешним источником, оставляемым неизменным. Подобные измерения всегда связаны с ошибками, ибо условия исчезновения измеряемой нити и нити стандартной не являются строго одинаковыми.

Общий вид микропирометра, настроенного на вышеизложенных принципах, дан на рис. 111 и 116. При объективе с фокусным расстоянием 7,5 см, можно сократить фронтальное расстояние (расстояние до источника) приблизительно до 10 см, а выдвижение объектива инструмента, примерно до 25—30 см. С объективом, фокусное расстояние которого 13,5 см, фронтальное расстояние и выдвижение будут иметь соответственно значения 19 и 50 см (табл. 43). Такой инструмент допускает очень хорошую точность, равную точности обычных пирометров (доли градуса при 1600° C).

201. Оптический пирометр с исчезающей нитью и с абсорбирующим клином. Пирометр с исчезающей нитью обычного типа представляет некоторые, правда, незначительные неудобства. В частности, с момента, когда достигается температура порядка 1400—

¹⁾ Для этого объектива можно применить, так же как в аппарате Геннига и Гойза, совмещенность двух линз, расстояние между которыми можно менять.

1500° С, получающаяся довольно значительная яркость стандартной нити не соответствует более максимальной фотометрической точности, которую мог бы обеспечить глаз.

Кроме того, измерение тока в стандартной лампе должно выполняться при помощи потенциометра (§ 192), если желают использовать полную точность инструмента.

В связи с этим мы детально изучили применимость пирометра с исчезающей нитью, работающего на принципе поглощающего клина, как было предложено Фери (§ 178). Таким образом осуществляется аппарат, нить которого, питаемая током постоянной силы, имеет постоянную стандартную яркость, подобранную с таким расчетом, чтобы осуществлялись наилучшим образом условия фотометрического уравнивания¹⁾.

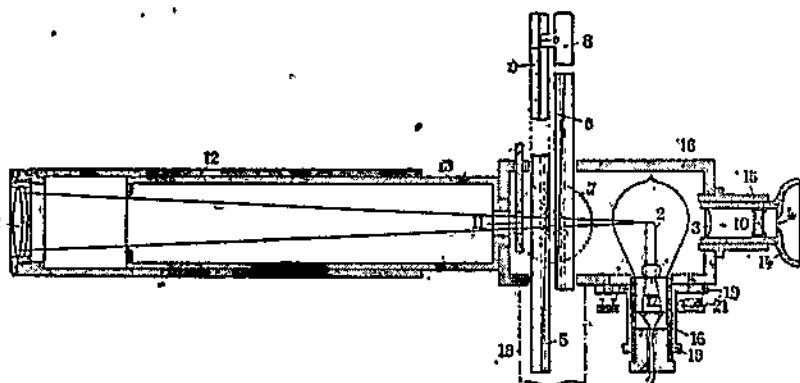


Рис. 121. Пирометр и микропирометр с поглощающим клином и с исчезающей нитью (схема).

Описание аппарата. В существенных чертах устройство аппарата следующее. Входной объектив 1 (рис. 121) дает изображение измеряемого источника на нить 2 стандартной лампы; плосковыпуклая линза 3 играет роль лупы и позволяет глазу, помещенному свадн зрачка 4, визировать нить и изображение источника. Система из двух подвижных клиньев 5 и 6 из нейтрального стекла, перемещаемых при помощи двух кремальер и трибки 7, располагается между объективом 1 и нитью и позволяет уменьшить яркость изображения источника, приравнявая ее к яркости нити. Клин 6 скреплен с пластинкой 8, на которой нанесен указатель 0; градуировочная шкала 9 прикреплена к клину 5²⁾. Красное стекло 10 позволяет производить измерения почти при монохроматическом свете. Для измерений источников очень высокой температуры перед клиньями можно расположить пластинку нейтрального стекла такого же самого состава, как и стекло, из которого сделаны клинья; эта добавочная пластинка увеличивает абсорбцию. Проектирование источника на нить выполняется путем передви-

¹⁾ Ribaud, Rev. Opt. 5, 289, 1926.

²⁾ Для ясности на рисунке указатель и шкала повернуты на 90°.

жения трубы 12, несущей объектив, вдоль трубки 13. Это перемещение удобно выполняется при помощи кремальеры и трибки, не показанных на рисунке. Визирование нити производится посредством трубки 14, поддерживающей линзу 3 и зрачок 4 и скользящей внутри трубки 15, укрепленной на корпусе аппарата 16. Для того чтобы облегчить

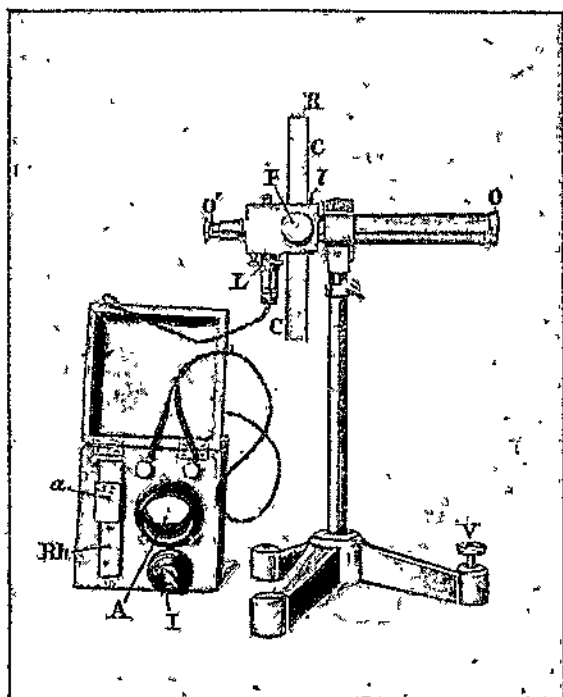


Рис. 122. Пирометр и микропирометр с поглощающим клином и с исчезающей нитью (общий вид, с приборами для питания нити).

O — объектив, позволяющий визировать источник; *L* — электрическая лампа, поддерживаемая при постоянной яркости; *O'* — окулярная система со зрачком; *О* — футляр, заключающий поглощающие клинья; *P* — кремальера, передвигающая клинья; *I* — дополнительная пластинка нейтрального стекла; *V* — установочный винт; *A* — миллиамперметр (нуль-инструмент) для установления равновесия в питающем мостике; *R* — реостат, регулирующий ток; *a* — движок реостата; *I* — выключатель.

помещение на место лампы, подставка 17, укрепленная в трубке 18, которая может поворачиваться и скользить внутри другой трубки 19, припаянной к пластинке 19; четыре винтика 21 прикрепляют пластинку 19 к корпусу аппарата. Для того чтобы обеспечить очень хороший контакт между нитью лампы и подводными проводами, их припаявают к проводникам, выступающим из коколя лампы. Монтаж клиньев произведен таким образом, что их можно полностью вывести из цоля. В таком случае аппарат может служить как обыкновенный пирометр с исчезающей нитью. Фотография, воспроизводимая на рис. 122, показывает общее расположение важнейших частей аппарата. Для лабора-

торных измерений пирометр помещается на трехногом подъемном штативе; винт V позволяет с удобством регулировать паводку по высоте. Аппарат может применяться для изучения источников очень малых размеров (до 0,05 мм); он отличается, таким образом, от прибора изображенного на рис. 121. только применением микроскопа M вместо окуляра 3—4. Значение увеличения этого микроскопа (около 30) позволяет для очень малых объектов, служащих источниками, выполнять наблюдения с большими удобствами, чем в приборах

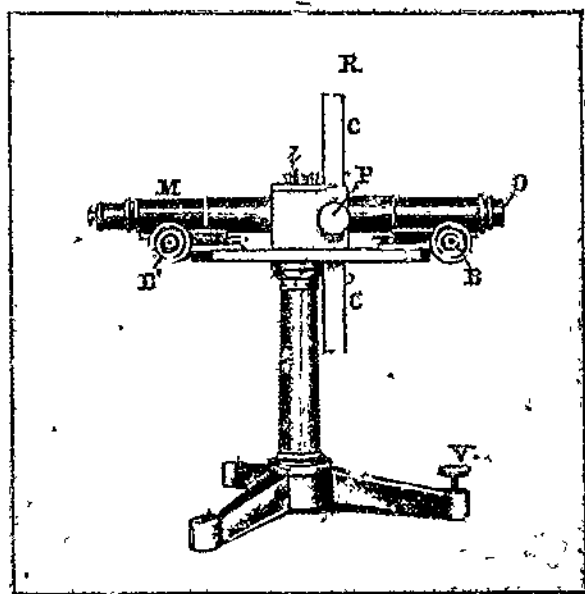


Рис. 123. Микропирометр с поглощающим клином и исчезающей нитью.

O — объект, позволяющий визуировать источник; P — кремальера для паводки на источник; M — микроскоп, визуирующий нить; B — кремальера для паводки микроскопа; C , C' — поглощающие клинья; P — кремальера, переходящая в клин; I — приспособление для удержания лампы сравнения, поддерживаемой при постоянной яркости; V — установочный винт.

с простой окулярной линзой. Аппарат, изображенный на рис. 123, служит для ходовых исследований нитей лампы накаливания малого диаметра. В последней работе автора¹⁾ можно найти некоторые детали, касающиеся устройства спектропирометра с поглощающим клином и исчезающей нитью, могущего служить абсолютным инструментом для измерения спектральных яркостей.

202. Ошибки при измерении смещения клина. Применяемые плотности. Элементарную теорию аппарата можно найти выше (§ 178); точно так же в § 114 можно найти значения плотности клина, позволяющие переходить от одной температуры к другой.

Обсудим ошибки, которые могут возникнуть вследствие неточности в измерении перемещения клинцев. Если K представляет изменение плоскости клина, соответствующее одному делению шкалы, то яркость B источника может быть представлена при помощи выражения $B = B_0 \cdot 10^{-Kl}$, где l означает длину отсчитываемую по шкале, начиная с нуля клина, а B_0 есть яркость для толщины клина, равной нулю. Из этой формулы легко получаем:

$$\frac{dB}{B} = \frac{1}{0,434} \cdot K \cdot dl.$$

Последнее выражение показывает, что для данного смещения клина dl относительное изменение яркости постоянно и не зависит от температуры: иначе говоря, чувствительность в измерении смещения клина остается пропорциональной чувствительности фотометрического измерения. При выборе подходящей плотности клинцев кажется естественным принять такое изменение плотности, чтобы при перемещении клина, заметном на глаз без конуса (около $1/4$ мм), относительное изменение яркости соответствовало бы чувствительности глаза, т. е. около 0,01. В таком случае смещение клина на 1 мм будет соответствовать изменению температуры на 3° вблизи 1000°C и на 10° вблизи 2000°C . Простое вычисление показывает, что при этих условиях общая длина клина, необходимая для того, чтобы доходить до 3000°C (с красным стеклом), равняется приблизительно 25 см^1). Куски нейтрального стекла, изготавливаемые на практике, ограничивают длину клинцев приблизительно 8 см, так что при одном подвижном клине понадобятся две дополнительные пластинки нейтрального стекла для того, чтобы достигнуть температуры 3000° . Плотность самой густой части клина, равно как и плотность каждой из дополнительных пластинок, будет около 2^2). Если применяют два подвижных клина, то следует заметить, что смещение подвижного указателя по градуировочной шкале будет в два раза больше смещения каждого из клинцев; в этом случае окажется достаточной одна дополнительная пластинка с плотностью 3, ибо совокупность двух клинцев будет в максимуме поглощения иметь плотность, также близкую к 3.

203. Изучение абсорбирующего клина. Градуировка прибора. Прежде чем применять абсорбирующий клин, следует убедиться, что стекло не содержит пузырьков больших размеров; при этом следует отметить, что маленькие случайные пузырьки не представляют неудобств, если количество поглощаемого ими света остается меньше $1/200$ всего света, пропускаемого применяемым нейтральным стеклом: для поверхности в 6 мм диаметром пузырек с диаметром в $1/4$ мм задерживает не более $1/500$ части света³⁾.

¹⁾ Для фиолетового конца спектра следует считать длину на 50% больше.

²⁾ Мы исходили из смещения на $1/4$ мм для изменения яркости равной 0,01; если же гнаться за крайней точностью, то можно обойтись смещением несколько меньшим (0,15 мм); в таком случае окажется достаточно одной дополнительной пластинки.

³⁾ Это замечание, во всяком случае, показывает, что необходимо пользоваться участками клина достаточных размеров, для того чтобы неоднородности (пузырьки, пыль) не были способны внести заметную ошибку.

Далее, всегда существенно проконтролировать однородность состава применяемого нейтрального стекла. При совершенной однородности должен выполняться следующий критерий: если в пучок лучей внести пластинку нейтрального стекла, вырезанную из того же куска, как и клин, то эта пластинка должна в любой области градуировки соответствовать одному и тому же смещению клина. Иначе говоря, если для любого источника сперва находят деление клина n_1 , при котором нить исчезает, и затем, поместив между источником и клином дополнительную пластинку, вынуждены сместить клин до деления n_2 , чтобы вновь вызвать исчезновение нити, то разность $n_1 - n_2$ должна быть независимой от того, в какой области клина выполняется испытание; действительно, эта разность соответствует смещению, которое нужно сообщить клину для того, чтобы его толщина изменилась на величину, равную толщине добавочной пластинки, и это имеет место для любого спектрального состава источника, если только клин и пластинка изготовлены из одного и того же стекла. На практике визируют источник однородной и регулируемой яркости (лампу с плоской вольфрамовой нитью или электрическую лампу с опаловой колбой, снабженные реостатом для регулирования яркости) и измеряют для различных яркостей разность $n_1 - n_2$ ¹⁾; найденные значения должны совпадать с точностью до ошибок отсчета²⁾.

Вышеописанные измерения позволяют, кроме того, определить угол клина, если измерена толщина дополнительной пластинки; они дают также возможность точно определять деление, соответствующее нулю клина. Для этой цели располагают клин таким образом, что пучок его не пронизывает, помещают поглощающую пластинку на пути пучка и уменьшают интенсивность источника до исчезновения нити; затем убирают пластинку и отыскивают деление n клина, для которого опять наблюдается исчезновение нити. Чтобы получить деление, соответствующее нулю клина, достаточно из n вычесть величину $(n_1 - n_2)$, определенную выше³⁾.

До 1400°C градуировка аппарата может быть выполнена путем визирувания внутренности печи, удовлетворяющей условиям черного тела, температура которой измеряется при помощи термоэлектрической пары, проградуированной предварительно при помощи известных постоянных точек. Можно также применить вращающийся сектор с фиксированным углом раскрытия; регулируют температуру черного тела так, что при вращающемся секторе стандартная нить приводится к исчезновению при определенном делении пирометра, соответствующем, например, температуре плавления золота T_0 ; затем сектор устраняют и отмечают новое деление пирометра, опять соответствующее уравниванию с черным телом. Температура, соответствующая этому делению, вычислится легко,

1) Предполагается, что градуировка выполнена в миллиметрах.

2) Существуют и другие методы исследования клина (см., в частности, Danjon, Rev. Opt., 5, 55, 1926. (Мы указали здесь метод, который легко применить, если имеется пирометр, аналогичный здесь описанному.)

3) Нетрудно сообразить, что отражения на поверхностях поглощающей пластинки и отражения на параллельных гранях входа и выхода клина эквивалентны друг другу и, следовательно, взаимно уравниваются в двух измерениях.

если известен коэффициент пропускемости сектора, и эффективная длина волны цветного стекла.

Можно также, само собой разумеется, проградуировать пирометр путем сравнения с другим, предварительно проградуированным (§ 191); наводка должна производиться на черное тело.

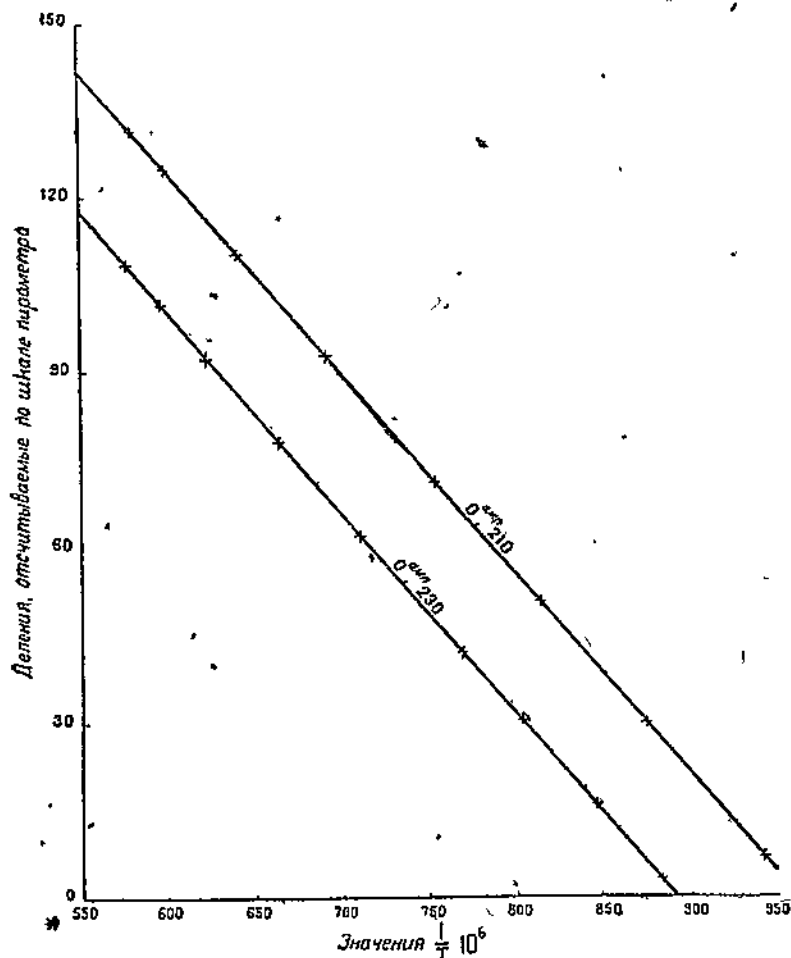


Рис. 124. Прямые градуировки пирометра с абсорбирующим клином для двух различных интенсивностей в стандартной нити.

Если по оси абсцисс отложить величины, обратные абсолютным температурам T , а по ординатам деления клина, то кривая градуировки изобразится прямой линией; это подтверждается опытом; на рис. 124 воспроизведены прямые, соответствующие двум различным токам в стандартной нити. Впрочем, на практике, вместо того чтобы прибегать к этой графической экстраполяции (и даже интерполяции),

оказывается более точным представить градуировку при помощи формулы вида:

$$n = A - \frac{B}{T}$$

и определить возможно тщательнее коэффициенты A и B .

Если применяют дополнительную пластинку, сделанную из того же самого стекла, что и клин, то эта пластинка будет эквивалентна некоторому числу делений клина, которое нетрудно определить при помощи двух визировок какого-нибудь источника, одной — без пластинки, другой — сквозь пластинку; разность обонх отсчетов дает постоянную пластинки, выраженную в делениях шкалы клина.

Ниже мы рассмотрим подробнее эту кривую градуировки, пока же ограничимся указанием, что возможные изменения температуры нейтрального стекла не сказываются практически на значениях измеряемых температур. Для всех конструкций, описанных выше, мы пользовались нейтральным пенским стеклом (7839), соединенным с красным пенским F. 4512; пропускательность этого стекла в функции внешней температуры была изучена (§ 157); для стекла с пропускательностью 0,09 (т. е. плотность около 1) она изменяется приблизительно на 1/150 при переходе от 20 к 100°. Изменение температуры источника от 700 до 3400° C требует введения пластинки с плотностью 7 (табл. 28), т. е. с пропускательностью 10^{-7} ; относительное изменение пропускательности такой пластинки при изменении ее температуры от 20 до 100° будет приблизительно в 7 раз больше, чем для вышеназванной пластинки, т. е. равно, примерно, 1/20. При изменении температуры пластинки на 10° пропускательная интенсивность изменяется приблизительно на 1/200, т. е. в пределах чувствительности глаза.

204. Экстраполяция к высоким температурам при помощи поглощающего клина. Одним из преимуществ поглощающего клина является возможность легкой экстраполяции к высоким температурам. Если предположить, как мы это сделали в элементарной теории (§ 178), что применяется одна единственная длина волны, то градуировочная кривая (деления шкалы в функции $\frac{1}{T}$) должна быть прямой линией.

Если применяют не вполне монохроматическое стекло, то это не должно выполняться строго, ибо коэффициент абсорбции k нейтрального стекла, связанного с красным, меняется при изменении спектрального состава примененного света (§ 154).

Принимая во внимание эти изменения k , можно даже удивляться, что кривая градуировки пирометра между 800 и 1400° C остается прямой линией. Нетрудно, однако, убедиться, что это связано с тем обстоятельством, что толщина клина изменяется вместе с изменением спектрального состава света, так что одна из причин изменения k оказывается компенсированной другою. Действительно, мы должны сравнивать коэффициенты абсорбции для эффективных длин волн применяемого света; если, например, дополнительная пластинка плотности 1 позволяет достигнуть 1500° K, то потребуется пластинка плотности 4 (табл. 28), для того чтобы достигнуть температуры 3000° K. В первом

случае коэффициент абсорбции имеет значение 1,044, во втором 1,043. Во всей строгости нужно также принять во внимание эффективную длину волны света, пропущенного через толщу применяемого нейтрального стекла.

Действительно, пользуясь элементарной теорией аппарата, находим, что наклон прямой градуировки дается через $\frac{C_2}{k\lambda_s}$; таким образом нужно найти, в каких границах произведение $k\lambda_s$ остается постоянным при изменении температуры источника. Эффективная длина волны λ_s не зависит, вообще говоря, от применяемого способа уменьшения яркости; она зависит только от начальной и конечной температур экстраполяции. Для красного стекла, указанного выше, и для экстраполяций, делаемых приблизительно от 1200°K, значения λ_s для 1200, 1500, 1700 и 3000°K равны соответственно 0,6679, 0,6673, 0,6669 и 0,6656 μ . Вычисляя значения $k\lambda_s$ для трех последних температур, учитывая, конечно, значения плотности, необходимые для того, чтобы достичь этих температур, находим:

для 1500°K (плотность 1,7), $k=1,0425$, $\lambda_s=0,6673 \mu$, $k\lambda_s=0,6956$;

для 1700°K (плотность 2,4), $k=1,042$, $\lambda_s=0,6669 \mu$, $k\lambda_s=0,6949$;

для 3000°K (плотность 4,7), $k=1,0415$, $\lambda_s=0,6656 \mu$, $k\lambda_s=0,6932$.

Считая интерполяцию по прямой, правильной между 1200 и 1700°K, и продолжая интерполяцию за эти пределы, мы принимаем, следовательно, среднее значение $k\lambda_s=0,6952$ и экстраполируем, пользуясь этим же значением, тогда как $k\lambda_s$ уменьшается приблизительно на 0,003 при переходе к $T=3000^\circ\text{K}$. Таким образом указанная экстраполяция приводит к температуре несколько более высокой, чем должно быть. Можно без труда вычислить отклонение от истинного значения, если принять во внимание, что абсолютное значение наклона прямой, которое нужно принять для экстраполяции сверх 1700°K, должно быть увеличено приблизительно на 0,015. Если обозначить абсолютное значение наклона прямой через γ , то найдем:

$$\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} = -\gamma(l - l_0),$$

где l означает длину, отсчитываемую по шкале инструмента; если наклон увеличивается на величину $d\gamma$ так, что

$$\frac{d\gamma}{\gamma} = \frac{1,5}{1000},$$

то имеем:

$$\frac{d\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right)}{-\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}} = -\frac{d\gamma}{\gamma},$$

или

$$dT = -\frac{dT}{\gamma} \cdot \frac{T(T-T_0)}{T_0}.$$

dT означает поправку, которую надо добавить к температуре, соответствующей отсчету t . Для $T=300^\circ\text{K}$, $T_0=1700^\circ\text{K}$, получаем $dT=-3^\circ,5$. Этой поправкой в большинстве практических случаев можно пренебречь; она едва ли превышает неточности фотометрических измерений вблизи 3000°K , она того же порядка величины, как и неточность, получаемая при экстраполяции при помощи вращающегося сектора, вследствие несовершенного знания постоянной излучения C_2 ¹⁾.

Экстраполяция при помощи клина может быть проверена с помощью вращающегося сектора. Следует, во всяком случае, заметить, что годность ее зависит от применяемых нейтральных и красных стекол. Употребление иных стекол, чем указанные выше, может привести к ошибочной экстраполяции. Для нейтрального стекла, удовлетворяющего условию: $k \cdot k_\lambda = \text{const}$, для всех длин волны получилась бы кривая экстраполяции, представляющая собой в точности прямую. Действительно, обращаясь к соотношению, которое связывает T и T_0 для монохроматического света λ (§ 194), найдем:

$$\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} = \frac{k_\lambda x}{C_2}$$

(x — толщина пластинки); если k_λ остается постоянным во всем спектральном участке, пропускаемом красным стеклом пирометра ($k_\lambda = a$), то для любой длины волны λ и, следовательно, для любого спектрального состава падающего света (для любого T) имеем:

$$x = \frac{C_2}{a} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right),$$

т. е. соотношение, линейное относительно $\frac{1}{T}$, вида:

$$x = A - \frac{B}{T},$$

где

$$A = \frac{C_2}{aT_0} \quad \text{и} \quad B = \frac{C_2}{a};$$

это условие очень хорошо выполняется для среднего немского стекла 7839 (рис. 71).

Если k_λ не остается постоянным, но отклоняется от постоянной не больше, чем на $\pm 10\%$, то, как показал Мандусс²⁾, x может быть представлено в виде соотношения типа:

$$x = A' - \frac{B}{T} + \frac{C}{T^2},$$

где $\frac{C}{T^2}$ — поправочный член, легко вычисляемый, если известны кривые спектральной пропускемости примененных нейтрального и красного

¹⁾ Ribaud, Rev. Opt., 5, 321, 1926.

²⁾ Mendousse, Soc. Frans. Phys. Section de Strasbourg, Bull., 289, 7 mars, 1930. Подробные вычисления будут опубликованы вскоре.

стекла. Для клина, сделанного из темного ионского стекла [нейтральное F. 3815 (рис. 71)], и для одной пластины красного стекла (Иена F. 4512) толщиной в 3 мм прямая, полученная интерполяцией между 1300 и 1800° K (Au и Pd), приводит при 3000° K к поправке

$$dT = -12^{\circ}.$$

Для двух пластины красного стекла (большая монохроматизация) эта поправка была бы значительно меньшей.

205. Расположение для питания стандартной лампы, позволяющее с большой точностью осуществлять постоянную яркость. Если хотят извлечь все возможные выгоды из пирометра с поглощающим клином, то необходимо осуществить для нити лампы сравнения яркость, которая остается постоянной, по крайней мере, с точностью до 1/200. Относительное изменение яркости b тела с кажущейся температурой T дается формулой:

$$\frac{db}{b} = \frac{C_2}{T^2} \cdot \frac{dT}{T}.$$

Нить, применяемая в стандартной лампе, должна иметь кажущуюся температуру, достаточно низкую, для того чтобы было возможно измерять ярчности относительно низкой температуры; с другой стороны, яркость ее должна быть достаточной для того, чтобы позволить хорошее фотометрическое сравнение. Мы выбрали яркость, соответствующую кажущейся температуре около 900° C (примерно 1200° K). В этих условиях:

$$\frac{db}{b} = 18 \cdot \frac{dT}{T}.$$

Кроме того, легко изучить закон изменения кажущейся температуры нити как функцию протекающего по ней тока I ; это относительное изменение дается приблизительно (§ 195, табл. 45) соотношением:

$$\frac{dI}{I} = 1,8 \frac{dT}{T};$$

отсюда следует, что:

$$\frac{db}{b} = 10 \cdot \frac{dI}{I}.$$

Итак, если желают поддерживать яркость нити сравнения постоянной с точностью до 1/200, то температура этой нити должна быть воспроизводима с ошибкой, меньшей полуградуса (0°,3); ток, питающий нить, должен быть воспроизводим с относительной ошибкой, не превосходящей 1/2000.

Для того чтобы поддерживать постоянство тока в цепи, можно попытаться применить амперметр, который при этом не должен быть неправильно градуирован; достаточно приводить стрелку всегда к

одному и тому же делению. При шкале около 15 см длиной неточность в установке стрелки на 0,1 мм влечет за собой относительную ошибку порядка 1/1500.

Однако даже с точным измерительным инструментом недостаток надежности инструмента и поправка на температурный коэффициент, всегда несовершенная, влекут за собой относительную ошибку, которая редко спускается ниже 1/500. С инструментом не очень высокой точности эта относительная ошибка

часто достигает 1/200; ошибки, появляющиеся вследствие этого в определении яркости нити, достигают, порядка 1/20, что влечет за собой при измерении температуры около 2000°С ошибку, превосходящую 10°.

Таким образом является необходимым искать путей к достижению большей точности. Потенциометр может легко доставить требуемую точность. Для того чтобы избежать употребления дорогого потенциометра, можно осуществить самодельную упрощенную потенциометрическую установку, которую мы воспроизводим на рис. 125. Эта установка может служить при всех измерениях, в частности при фотометрических измерениях, которые требуют источника с очень постоянной яркостью.

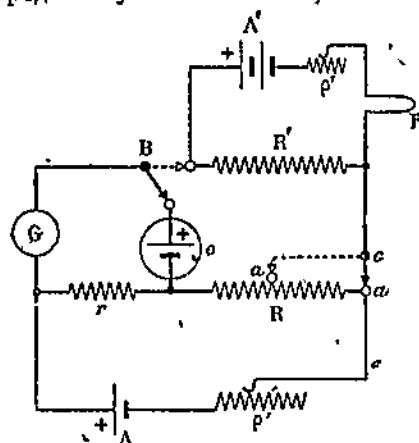


Рис. 125. Упрощенное потенциометрическое расположение для питания нити с постоянной интенсивностью.

F — нить; A' — аккумулятор; e — нормальный элемент; G — нуль-гальванометр; r , R , R' — постоянные сопротивления; r , r' — переменные реостаты с ползунками.

206. Упрощенное потенциометрическое расположение для питания нити с постоянной интенсивностью. Ток, питающий нить F , доставляемый аккумулятором A' и регулируемый реостатом с движком r' , проходит через постоянное сопротивление R' . Вспомогательный ток, даваемый аккумулятором A и регулируемый движковым реостатом r , проходит через два постоянных сопротивления r и R , выбранные таким образом, что гальванометр G не отклоняется, включаем ли мы его на цепь с эталонным элементом e или на цепь нити F . Такое расположение дает гарантию, по крайней мере, равную осуществляемой обычным потенциометром; оно представляет даже преимущество в том отношении, что сопротивления r и R , входящие в измерения, могут быть наглухо впаяны в потенциометрический контур с тем, чтобы избежать сопротивлений на контактах¹⁾.

207. Расположение питания лампы при постоянном сопротивлении. Поставленная задача состоит в осуществлении хорошо определенной температуры нити. Вместо того чтобы следить за постоянством силы тока, питающего нить, можно практически достигнуть

¹⁾ Соединяя G с различными точками R посредством шпатель, можно при помощи одного и того же мостика осуществить несколько стандартных яркостей.

того же результата, регулируя ток таким образом, чтобы нить всегда принимала одно и то же сопротивление. Мы пришли на таком пути к расположению, указанному на рис. 126. Три сопротивления R_1 , R_2 и R_3 , значения которых не зависят от протекающего через них тока, составляют три ветви мостика Уитстона, четвертой стороной которого является нить лампы. Мостик приходит в равновесие, только когда температура нити будет соответствовать сопротивлению R (около 2,5 Ω), данному соотношением:

$$\frac{R}{R_1} = \frac{R_2}{R_3}. \quad (1)$$

При помощи регулируемого реостата Rb меняют ток в мостике до тех пор, пока не установится равновесие; равновесие контролируется при помощи чувствительного гальваноскопа G . Нетрудно подсчитать, что этот метод может обеспечить большую точность. Пусть dR — изменение сопротивления нити, соответствующее изменению di силы тока; опыт показывает, что практически имеем:

$$\frac{di}{i} = \frac{dR}{R}. \quad (2)$$

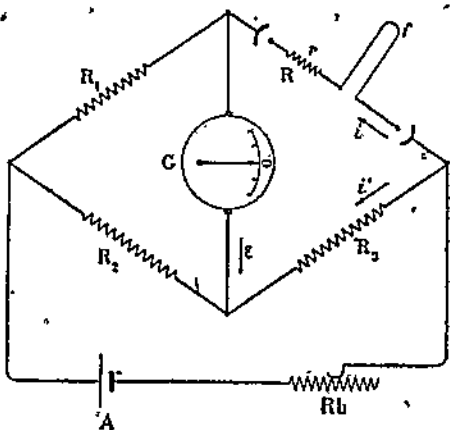


Рис. 126. Расположение для питания нити с постоянным сопротивлением.

f — нить; r — добавочное сопротивление; для уменьшения возможной погрешности замену одной нити другой; G — нуль-гальваноскоп; R_1 , R_2 , R_3 — сопротивления, не зависящие от температуры.

Обозначим, кроме того, через i ток в нити, соответствующий небольшому нарушению равновесия в мостике, и пусть при этом сопротивление нити будет $R + dR$; если i' обозначает силу тока в R_3 , а ε — силу тока в гальваноскопе, то, обозначая через ρ внутреннее сопротивление гальваноскопа, найдем:

для контура $R_1 R_2 G$:

$$(i - \varepsilon) R_1 - (i' + \varepsilon) R_2 - \varepsilon \rho = 0,$$

для контура RGR_3 :

$$i(R + dR) + \varepsilon \rho - i' R_3 = 0;$$

исключая i из этих двух последних уравнений, получим [принимая во внимание соотношение (1)]:

$$\varepsilon = \frac{i R_2 dR}{R_3 R_1 + R_3 \rho + R_2 \rho + R_2 R_3},$$

или, принимая во внимание уравнение (2) ($i \cdot dR = R \cdot di$):

$$\varepsilon = i \frac{di}{i} \frac{1}{1 + \frac{\rho}{R} + \frac{\rho}{R_1} + \frac{R_2}{R_1}}. \quad (3)$$

Эта формула показывает, что для данного значения i (0,220 А) и для относительного изменения $\frac{di}{i}$, указанного заранее (например $\frac{1}{2000}$), мы получим в гальваноскопе ток ϵ тем больший, чем меньше будет величина

$$1 + \frac{p}{R} + \frac{R_2}{R_1} + \frac{R_2}{R_1}.$$

Мы приходим, таким образом, к заключению о желательности сделать R_1 возможно большим, а R_2 возможно малым; есть некоторое неудобство выбрать R_2 , а следовательно, R_3 слишком малым; ток, протекающий по ветви $R_3 R_2$ мостика, принял бы при этом большое значение; точно так же не следует, слишком увеличивать R_1 , если желают использовать небольшую в. д. с. (2 или 4 В); практически достаточно сделать отношение $\frac{R_2}{R_1}$ порядка единицы. Кроме того, представляет интерес придать p малое значение. Действительно, чувствительность гальваноскопа есть функция его внутреннего сопротивления p . Более полное обсуждение показывает, что нужно выбрать небольшое значение p (несколько ом).

В установке, которая служит нам для текущей работы в лаборатории и показания которой многократно подвергались тщательному контролю при помощи потенциометра, применены следующие значения сопротивлений:

$$p = 10 \Omega; \quad R_1 = 5 \Omega; \quad R_2 = 12 \Omega; \quad R = 2,5 \Omega.$$

Уравнение (3) дает в этом случае:

$$\epsilon = \frac{i}{10} \cdot \frac{di}{i};$$

для $i = 0,220$ А, $\frac{di}{i} = \frac{1}{2000}$ имеем:

$$\epsilon = 10^{-5} \text{ А.}$$

Другими словами, с указанной установкой ток в нити может быть обеспечен с точностью до $1/2000$, если пользоваться в качестве нуль-инструмента гальваноскопом, способным отзвываться на токи, силой 10^{-5} А (внутреннее сопротивление 10Ω).

Портативные гальваноскопы (нуль-инструменты) дают при токе $2,10^{-6}$ А ($p < 5 \Omega$) смещение стрелки на 1 мм; при таком инструменте изменение температуры нити на $1/3^\circ$ соответствует по шкале смещению в 5 мм. На практике можно пользоваться гальваноскопом меньшей чувствительности, обладающим также и меньшими размерами (диаметр от 6 до 8 см); это — инструмент гораздо более дешевый, чем точный амперметр, и обеспечивающий гораздо большую чувствительность, чем этот последний¹⁾.

¹⁾ Так как для регулировки пользуются гальваноскопом, как нуль-инструментом, т. е. используют только небольшую область его шкалы около нулевого положения стрелки, то можно еще увеличить его чувствительность, ограничив свободное

Отметим, кроме того, что так как инструмент предназначен служить в качестве нулевого, то возможное изменение поля или спиральных пружинок его не влечет за собой никаких ошибок в измерениях. Точно так же, если при работе мостика образуется небольшая термоэлектрическая сила между двумя точками мостика, то эта термоэлектрическая сила всегда будет одной и той же и исключится из окончательного результата ¹⁾.

Нетрудно также убедиться, что изменения внешней температуры не изменяют равновесия в мостике, если, только «выбрать» сопротивления R_1 , R_2 и R_3 из манганина; изменение яркости нити с постоянным сопротивлением в функции внешней температуры мы обсудим несколько дальше. Указанное расположение можно также использовать для того, чтобы осуществлять несколько стандартных яркостей, т. е. несколько яркостных температур, при помощи одной и той же лампы. Для этого достаточно добавить к схеме несколько тепловых гнезд, которые позволили бы приключать нижний конец вертикальной диагонали мостика (содержащей гальваноскоп) (рис. 126) к разным точкам сопротивления R_3 , меняя, таким образом, отношение $\frac{R_2}{R_3}$.

Смена лампы пирометра. Один из недостатков пирометра с исчезающей нитью обычного типа состоит в необходимости полностью менять градуировку аппарата, когда изменяется или портится лампа. Действительно, практически невозможно осуществить две идентичные лампы, представляющие один и тот же закон изменения температуры в функции силы тока. В приборах с абсорбирующим клином лампа, работающая при низкой температуре, практически не стареет; если же лампа разобьется, то все же градуировка аппарата остается той же самой, если заменить лампу другой, подобрав режим ее таким образом, чтобы она имела ту же яркость. Для того чтобы ничего не изменять в регулирующем мостике и получить совершенную заменимость ламп, достаточно к каждой лампе добавить небольшое дополнительное сопротивление r , монтированное последовательно или параллельно с нитью лампы и выбранное таким образом, чтобы это сопротивление вместе с сопротивлением нити, соответствующим установленной яркости, давало точное равновесие в мостике.

Поправки на изменение внешней температуры. Мы отметили выше необходимость исследовать влияние изменения внешней температуры на яркость нити с постоянным сопротивлением, питаемой током. Для пирометрической лампы классического типа (нить в виде буквы V диаметром 0,06 мм и длиной 5 см) найдено: повышение внешней температуры на 100° влечет за собой понижение яркостной температуры на 20° . Вблизи 1200° К относительное изменение со-

от железа междупольное пространство, в котором вращается рамка инструмента, посредством подюсных концевых выводов конической формы. Концентрируя таким образом магнитный поток, мы осуществляем на малом протяжении более сильное поле.

¹⁾ Само собой разумеется, важно хорошо припаять проводки, подводящие ток к лампе, и избегать всяких причин, могущих ввести паразитные сопротивления в контур лампы. Сверх того, надо включать всегда в один и тот же направленный аккумулятор в регулируемый мостик.

противления R нити такой лампы в функции изменения $d\theta$ внешней температуры выражается таким образом:

$$\frac{dR}{R} = \frac{1}{4000} d\theta.$$

Можно очень точно компенсировать влияние изменения внешней тем-

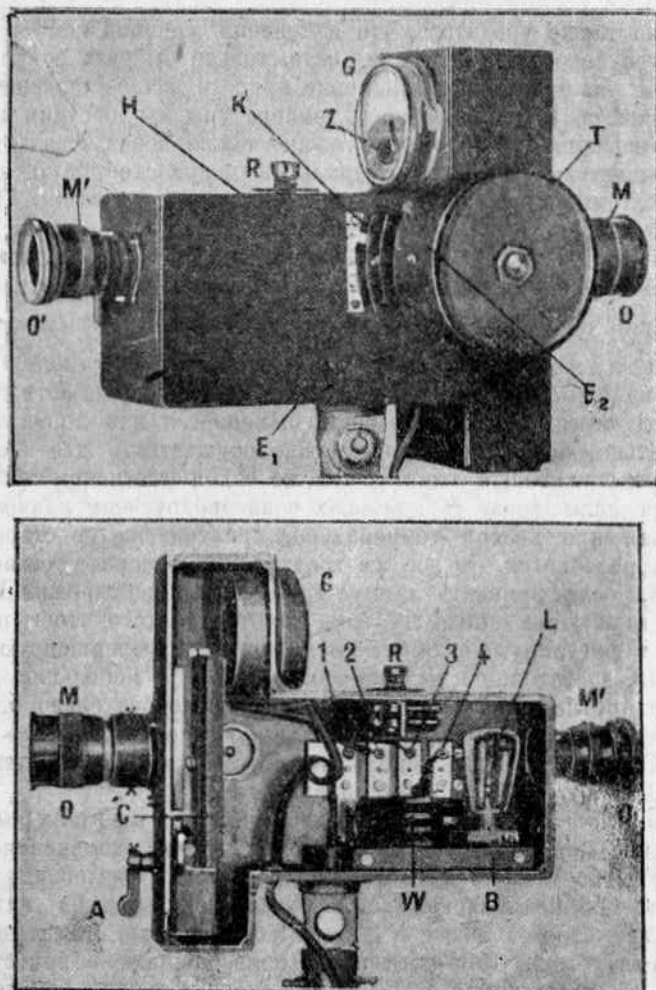


Рис. 127. Индустриальная модель пирометра с исчезающей нитью и поглощающим клином.

O — объектив, допускающий передвижение; O' — окуляр; T — барабан, вращение которого перемещает клин C и градуировочные шкалы E_1 и E_2 ; K — переставляемый указатель, позволяющий вводить поправку на поглощение в промежуточных средах, помещающихся между источником и инструментом; R — регулируемый реостат; W — мостик, связанный с лампой L ; V — добавочное поглощающее стекло.

пературы, выбирая в качестве сопротивления R_2 мостика (рис. 126) такое сопротивление, температурный коэффициент которого равняется

$\frac{1}{4000}$; можно достичь желаемых результатов, применяя, например, сопротивление из манганина, к которому добавлено медное сопротивление, равное $1/18$ полного сопротивления¹⁾.

208. Индустриальная модель. Фирма Жобэн и Карпантье построили индустриальную модель пирометра вышеуказанного типа (рис. 127), снабженную регулировочным мостиком W , позволяющим легкую градуировку и удобную смену ламп, выбранных подходящим образом. Градуировочные шкалы E_1 и E_2 расположены в виде кругов на барабане T , поворот которого отмечается указателем и который увлекается подвижным клином C .

Интересная особенность состоит в применении переставляемых указателей, регулируемых таким образом, чтобы иметь возможность сообщить инструменту поправку на поглощение, вызываемое какой-нибудь средой (пластинки, призмы), помещаемой между пирометром и источником. Регулировочный реостат R и нуль-гальваноскоп G монтированы на инструменте.

¹⁾ G. Ribaud, C. R., 182, 625, 1926; Communication à la Société de Physique, Section de Strasbourg, Bulletin, 237.

Глава XIX.

Эталонные пирометрические лампы с плоской нитью.

Уже давно¹⁾ было установлено, какое значение представляют электрические лампы с плоской нитью для повседневной практики оптической пирометрии. Начнем прежде всего с перечисления различных применений их, сообщая позже, по мере надобности, более подробные указания: осуществление высоких и однородных яркостей на большой поверхности с целью оптических экстраполяций и сравнения пирометров, возможность установления (и легкого воспроизведения) опорных спектральных яркостей (и, следовательно, температур); возможность осуществления источников, имеющих очень точно известное спектральное распределение (определенные цветные температуры).

209. Преимущества плоских нитей по сравнению с цилиндрическими. Первое неудобство цилиндрических нитей связано с тем, что излучение металлов (вольфрама) не подчиняется закону Ламберта (§ 74). Вследствие этого при работе с такими нитями необходимо принимать следующие предосторожности, указанные Форсайтом²⁾: измерения должны относиться только к центральной части нити; стандартная нить пирометра должна быть ориентирована параллельно к наблюдаемой нити; наконец, изображение этой последней должно иметь значительно большую ширину, чем диаметр стандартной нити.

К этим указаниям мы прибавим еще следующие³⁾: круглая нить при равной кажущейся поверхности требует энергии, в $\frac{\pi}{2}$ раз большей, чем плоская нить⁴⁾; вследствие ее меньшего сопротивления требуется значительно большая интенсивность тока, чем для плоской нити⁵⁾. Кроме того, однородность температуры вдоль нити гораздо больше для

1) Например, Вайднер и Бюргесс, см. Burgess and Le Chatelier, *Measurement of high temperature*, стр. 332, 1911.

2) Forsythe J. Opt. Soc. Amer., 4, 305, 1920.

3) Ribaud, Soc. Franc. Phys. Strasbourg, Bull., 226, 18 декабря 1925.

4) В расчеты входит излучающая поверхность; в первом случае она равна $\pi \cdot d$, во втором — $2d$.

5) Чтобы получить ту же температуру для плоской нити шириной $d = 2$ мм и толщиной $z = 0,05$ мм, требуется ток, интенсивность которого в 7 раз меньше, чем для цилиндрической нити диаметра d . Вообще отношение интенсивностей во втором и в первом случаях выражается через $\sqrt{\frac{d}{8z}}$; нетрудно получить этот результат, написав, что выражение энергии поглощенной нитью, пропорционально излучающей поверхности нити.

плоской нити, чем для цилиндрической; потери тепла через поддерживающие проволоочки значительно меньше, и следовательно, гораздо меньшее влияние изменения внешней температуры. Наконец, при прочих равных условиях тепловая инерция плоских нитей значительно меньше.

На основании всех этих соображений следует отдать предпочтение плоским нитям. Можно без труда осуществить такие нити из вольфрама¹⁾, ширина которых достигает 3 мм и более, которые можно заключить в стеклянные баллоны и вызвораивать при помощи пирометров обычного типа. Если нить имеет недостаточную ширину, то можно обойти затруднение, создавая увеличенное изображение этой нити посредством хорошей линзы. Само собой разумеется, что диаметр отверстия этой линзы должен быть достаточным для того, чтобы объектив примененного пирометра был полностью покрыт световым пучком²⁾.

210. Электрические свойства плоских нитей. Токи, необходимые для достижения данных температур. Мы считаем полезным коротко напомнить о наиболее важных электрических свойствах плоских нитей, толщина которых предполагается очень малой по сравнению с их шириной и которые, как мы предположим вначале, помещены в вакуум.

В средней области нити, которую мы считаем достаточно длинной, чтобы можно было говорить о зоне однородной температуры, имеет место равенство между электрической энергией $\rho d e i^2$, расходуемой в единице длины нити, и энергией $2d R_T$, излучаемой внешней поверхностью нити; в этих формулах ρ — сопротивление, d — ширина, ϵ — толщина, i — плотность тока и R_T — энергетическая светимость металла при температуре T .

Отсюда следует:

$$i^2 = \frac{2R}{\rho \epsilon}; \quad (p)$$

другими словами: для данного металла плотность тока i , необходимая для достижения данной температуры, не зависит от ширины нити; она меняется обратно пропорционально корню квадратному из толщины нити. При прочих равных условиях интенсивность тока в нити пропорциональна ее ширине.

Мы приводим в табл. 47 значения плотности тока, необходимые для достижения данной температуры в плоских вольфрамовых нитях различной толщины. Из формулы (p) следует непосредственно, что

$\frac{di}{i}$ не зависит от ϵ , но исключительно от T .

Две последние колонны содержат значения отношений:

$$\frac{di}{i} : \frac{dT}{T} \quad \text{и} \quad \frac{di}{i} : \frac{dS}{S}.$$

¹⁾ Вначале применяли плоские нити из графита (Waidner and Burgess, l. c.); гораздо удобнее применять вольфрамовые нити.

²⁾ Для цилиндрических нитей необходимо будет принять в расчет замечание, сделанное уже по поводу непригодности закона Ламберта (§ 74).

Таблица 47. Значение плотностей тока i (амперы на квадратный миллиметр), необходимого для достижения данной температуры в длинной и тонкой плоской возвышаемой нити определенной толщины, помещенной в вакуум.

Истинная температура T , которую нужно получить	°K	°C	Толщина нити в миллиметрах								$\frac{\rho i}{T} \left \frac{dT}{T^2} \right $ или $\frac{dT}{T^2}$	
			0,01	0,03	0,05	0,08	0,10	0,15	0,20			
1000	965	690	70	50	41	32	25	22,5	18,7	16	2,07	1,54
1200	1150	880	102	73	59	46	35	33	26,5	23	2,07	1,55
1400	1330	1055	144	100	84	64	52	45	37	32	2,05	1,70
1600	1510	1235	188	133	108	84	66	59	48	42	1,97	1,71
1800	1685	1410	235	166	136	105	82	75	60	52	1,90	1,70
2000	1860	1585	290	203	165	128	100	91	74	64	1,83	1,69
2200	2025	1750	340	240	195	150	120	110	88	75	1,77	1,67
2400	2190	1915	395	280	230	180	140	125	100	85	1,72	1,66
2600	2355	2080	455	320	260	205	160	145	115	100	1,67	1,65
2800	2515	2240	515	365	300	230	180	160	135	115	1,63	1,63
3000	2675	2400	580	415	335	260	205	185	150	130	1,60	1,62

1) Указанные здесь температуры суть температуры нити; полагая, необходимо к указанным температурам ввести поправки, обусловленные поглощением в стекле баллона.

2) S выражено в градусах ступенчатой шкалы.

где i представляет плотность тока, T и S соответственно истинную температуру (абсолютную) и яркостную температуру (по стоградусной шкале)¹⁾. Эти отношения мало меняются при изменении температуры²⁾.

Из табл. 47 легко вывести интенсивность тока I (в амперах), необходимого для того, чтобы достигнуть в плоской нити некоторой заранее намеченной температуры. Для этого число, соответствующее указанной температуре (T или S) и выбранной толщине нити e , надо умножить на сечение нити $d \cdot e$, выраженное в квадратных миллиметрах. Например, для того чтобы получить истинную температуру 3000°K ($S = 2400^\circ \text{C}$) в нити шириной 2 мм и толщиной 0,05 мм, необходим ток, равный $260 \cdot 2 \cdot 0,05 = 26$ А. Для той же нити, чтобы достичь $S = 1600^\circ \text{C}$, понадобилось бы 12,8 А.

Нить той же ширины при толщине 0,1 мм для достижения тех же температур потребовала бы тока в 37 и 18,4 А. В том случае, когда нить недостаточно длинна для того, чтобы иметь центральную зону однородной температуры, температура T_m в центре нити будет для данного тока меньше $T^3)$.

Предшествующие данные соответствуют случаю нити, помещенной в вакуум; на практике для того чтобы избежать быстрого испарения вольфрама и почернения баллона, предпочтительно для работы с высокими температурами помещать нити в атмосферу инертного газа. При этом следует учитывать потерю тепла вследствие теплопроводности и конвекционных потоков в газе, окружающем нить. Вследствие этого значения токов, указанные выше, окажутся слишком малыми. Конвекционные потоки, кроме того, изменяют распределение температуры вдоль нити. Мы увидим также, что присутствие газа ведет к тому, что в данной точке нити температуры будут меняться при изменении ориентации лампы (§ 213), чего не наблюдается при лампах, хорошо эвакуированных.

211. Однородность температуры вдоль плоской нити. Можно рекомендовать делать на краю плоской нити, предназначенной служить для точных измерений, опорную заметку, позволяющую наводить пирометр всегда на одно и то же место нити⁴⁾. При этом особенно важно,

¹⁾ Относительно эталонных ламп с плоской вольфрамовой нитью см. выше (§ 195). Яркостные температуры, здесь рассматриваемые, относятся к красному участку спектра (около $0,660 \mu$).

²⁾ Из формулы (р) легко выводится:

$$\frac{di}{i} : \frac{dT}{T} = \frac{\alpha - \beta}{2},$$

где α и β обозначают отношения

$$\frac{dR}{R} : \frac{dT}{T} \quad \text{и} \quad \frac{d\rho}{\rho} : \frac{dT}{T}.$$

Значение α и β см. в табл. 67.

³⁾ Относительно всех деталей см. Ribaud et Nikitine, Ann. d. Phys., 728, 1927. (На рис. 6 абсциссы должны быть умножены на 2,3.)

⁴⁾ Фирма Филлипс (Голландия) фабрикует в настоящее время лампы с плоской нитью обычного типа, представляющие спереди горизонтальную часть длиной около 10 мм. Для обычных измерений получается достаточная точность, если ориентировать пирометр таким образом, что его стандартная нить пересекает на две равные части прямоугольник, видимый в окуляр пирометра.

чтобы вблизи отметки плоская нить представляла зону однородной температуры вдоль нити.

Распределение температуры вдоль нити, помещенной в вакуум, было изучено неоднократно¹⁾. Если нить достаточно длинна, то температура, невысокая вблизи поддерживающих ее ножек, возрастает по экспоненциальному закону до максимального значения однородной зоны. Мы воспроизводим в табл. 48 значения расстояния между местом прикрепления поддержки и точкой, температура которой отличается от максимальной температуры не более как на 0,001. Это расстояние, не зависящее от ширины плоской нити, тем меньше, чем тоньше нить и чем выше температур.

Таблица 48. Значение расстояния (в миллиметрах) между местом прикрепления поддержки и точкой плоской вольфрамовой нити, температура которой не отличается от максимальной температуры более чем на 0,001 (нить помещена в вакууме).

Истинная максимальная температура T_m	Приближенная температура $S_{0,001}$		Толщина нити в миллиметрах								
			0,01	0,02	0,03	0,05	0,08	0,10	0,15	0,20	
	°K	°K	°C								
1000	965	690	30	40	50	60	80	90	110	120	
1200	1150	880	20	30	35	40	55	60	75	85	
1400	1330	1055	15	20	25	30	40	45	55	65	
1600	1510	1235	11	16	20	25	32	36	45	50	
1800	1685	1410	9	13	15	21	27	30	35	40	
2000	1860	1585	8	11	14	17	22	25	30	35	
2200	2025	1750	7	10	12	15	19	21	25	30	
2400	2190	1915	6	8,5	10	13	17	19	23	27	
2600	2355	2080	5	7,5	9	12	15	17	20	23	
2800	2515	2240	4,5	7	8	9,5	13	15	18	21	
3000	2675	2400	4	6	7,5	9	12	13,5	17	19	

Возьмем в качестве примера нить длиной 30 мм и толщиной 0,05 мм. Для $S_{0,001} = 1300^\circ\text{K}$ расстояние между поддержкой и однородной зоной вдоль нити равняется приблизительно 30 мм; нить общей длины 30 мм, доведенная до $S = 1300^\circ\text{K}$, не будет, следовательно, обладать однородной зоной; кривая распределения температур имеет, таким образом, форму, напоминающую цепную линию. Для $S = 2000^\circ\text{K}$ получилась бы очень небольшая однородная зона; для $S = 2350^\circ\text{K}$ мы имели бы однородную зону около 6 мм, длиной; для 2700°K эта зона была бы около 12 мм.

Для нити весьма постоянной толщины, помещенной в вакуум, зона однородности будет, само собою понятно, локализоваться вблизи середины нити. Иначе обстоит дело для нити, расположенной вертикально в газовой атмосфере. Конвекционные потоки вызывают повышение температуры в верхней части нити, и центр однородной зоны очень

¹⁾ Worthing, J. Frank. Inst., 191, 597, 1922; Ribaud et Nikitine, Ann. de Phys., 7, 6, 1927.

заметно смещается вверх ¹⁾; опорная отметка должна в этом случае находиться не на середине нити, но в верхней ее части.

Из всех соображений, уже указанных нами (меньшее потребление энергии, меньшие потери вследствие теплопроводности, меньшая тепловая инерция), а также с целью получить более длинную зону однородной температуры, следует отдать предпочтение тонким нитям, но очень однородным по толщине. Много плоских нитей в 0,05 мм и 0,10 мм толщиной, изученных нами при помощи нирометра, давали очень правильные кривые распределения. Повидимому, однако, не имеет смысла переходить к нитям более тонким чем 0,05 мм, если желают, чтобы толщина нитей была вполне однородной.

212. Кривые, связывающие температуру нити и ток в ней ²⁾. Если плоская нить (лента) лампы имеет достаточную длину, так что

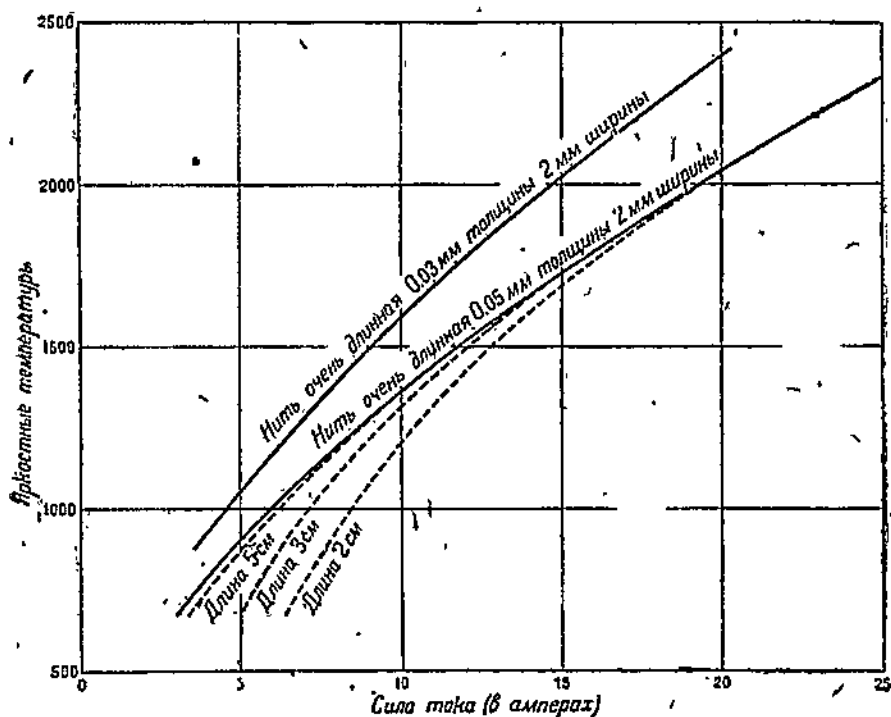


Рис. 128.

при всех температурах можно рассматривать нить как «длинную», то кривая, связывающая температуру и ток, может быть построена по данным табл. 47, по крайней мере, для нити, находящейся в пустоте. Мы начертили для примера (рис. 128) такие кривые для двух вольфрамовых лент толщиной 0,03 мм и 0,05 мм, в 2 мм ширины,

¹⁾ Тем более, чем выше температура. Кривая распределения температуры вдоль нити меняет также и свою форму.

²⁾ Подробности см. у Ribaud, J. Phys., 1, 176, 1930.

наносся по ординатам яркостные температуры (в градусах Цельсия), исправленные на абсорбцию стеклом баллона (табл. 46). Мы на-чертили также кривые, относящиеся к нитям 0,05 мм толщиной, но длиной в 5, 3 и 2 см; эти кривые расходятся при низких температурах и совпадают с кривой, относящейся к длинной нити, при температуре, для которой данная нить может уже рассматриваться как длинная. Для вычисления, относящегося к максимальной температуре T_m короткой нити в ее центре, мы отсылаем читателя к уже упоминавшейся работе (§ 210).

Напомним, что для длинных нитей при данной температуре отношение $\frac{di}{T} : \frac{dT}{T}$ не зависит от толщины нити и от ее ширины; оно зависит только от физических постоянных металла при данной температуре (§ 210). Пунктирные кривые показывают, кроме того, что для коротких нитей для одного и того же изменения T относительное изменение тока тем меньше, чем короче нить.

Из всего предшествующего следует, наконец, что для всех длинных нитей соотношение «ток — температура» может быть выражено в виде:

$$ki = a + bT + cT^2 + dT^3 = a' + b'S + c'S^2 + d'S^3,$$

где k — постоянная, зависящая только от геометрических размеров нити, а $a, b, c, d, a', b', c', d'$ — постоянные, одинаковые для всех нитей.

213. Влияние ориентировки лампы с плоской нитью, помещенной в газовую атмосферу. Лампа с плоской нитью, тщательно эвакуированная, дает для определенной точки нити яркостную температуру, не зависящую от ориентировки лампы. Иное имеет место для ламп с нитью, находящейся в газовой атмосфере, ибо газовые конвекционные токи, циркулирующие вокруг нити, меняют температуру в каждой ее точке. Они действуют по-разному, в зависимости от того, ориентирована ли длинная сторона нити вертикально или горизонтально, а в последнем случае также и в зависимости от того, расположена ли вертикально или горизонтально плоскость нити. Размеры баллона, окружающего нить, также имеют очень заметное влияние.

Мы считаем, тем не менее, необходимым привести некоторые числа для того, чтобы показать, к каким ошибкам может привести пренебрежение некоторыми предосторожностями. Лампа, (рис. 129 а), цилиндрический баллон которой имел приблизительно 20 см в длину и 7 см в диаметре и заключал плоскую вольфрамовую нить в 2 мм шириной, в 0,1 мм толщиной и около 5 см длиной, питаемую постоянным током, показала следующие данные для одной и той же точки центральной области ¹⁾: при вертикальной ориентировке длинной стороны нити — 1397° C; при ±20° наклона нити — 1379° C; при горизонтальном расположении нити, причем плоскость нити оставалась вертикальной,

¹⁾ Для всех положений измерения делались нормально к нити и при посредстве отражения с помощью призмы с полным отражением. Дело идет о яркостных температурах, непосредственно даваемых пирометром.

—1357° С; при горизонтальной ориентировке и горизонтальном положении плоскости нити—1376° С.

На практике, желая использовать лампу как воспроизводимый источник опорных яркостей, необходимо, следовательно, стремиться придавать ей всегда одну и ту же ориентировку. Лучше всего располагать нить вертикально (рис. 129) с тем, чтобы избежать образования почернения баллона как раз в центральной зоне, через которую произ-

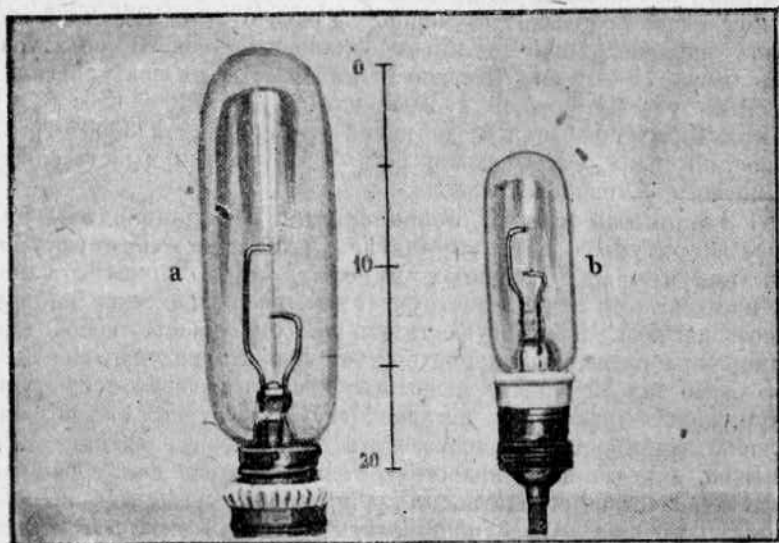


Рис. 129. Пирометрические лампы с плоским вольфрамовым волоском.

a — модель «Ламповой компании»; *b* — модель Филлипса.

водится визировка нити. При этом нет необходимости, чтобы вертикальная установка осуществлялась с крайней точностью, ибо отклонение от вертикали на 2—3° не вызывает заметной ошибки, так что можно ограничиться простой установкой по отвесу ¹⁾.

В некоторых случаях представляет преимущество применение пустотных ламп, ибо при этом мы избегаем неудобств, связанных с ориентировкой лампы; однако в этих лампах быстрее наступает почернение баллона.

214. Модели ламп с плоской вольфрамовой нитью. Форсайт ²⁾ дал фотографии ламп с плоской нитью, применяемых при сравнении температурных шкал, полученных в разных лабораториях. Мы лично вынуждены были просить «Ламповую компанию» осуществить для нашей лаборатории лампы с плоской нитью в газовой атмосфере ³⁾ с опорной отметкой на нити. Один из экземпляров такой лампы воспроизведен

¹⁾ Ribaud, Soc. Franç. Phys., Bull., 282, 1929.

²⁾ Forsythe, Astroph. J., 58, 294, 1923.

³⁾ Ribaud, Soc. Franç. Phys. Bull. 226, 1925; Rev. Scient., 7, 193, 1927.

на рис. 129, а. Эти лампы, нить которых имеет толщину 0,1 мм и ширину 2 мм, требуют, приблизительно, часового горения для того, чтобы вполне достигнуть окончательно установившейся температуры.

Мы обязаны также любезности, д-ра Гольста и д-ра де-Гроота из ламповой лаборатории Филипса (Голландия), которые предоставили нам некоторое количество ламп (наполненных газом) с вертикальной плоской нитью (рис. 129 б), снабженных опорной отметкой; толщина этих нитей, чрезвычайно однородная, не превосходит 0,05 мм, ширина равна 2 мм; эти лампы очень небольших размеров, выгодно отличаются своей малой тепловой инерцией: они достигают установившегося температурного режима через 10—15 мин. горения. Температура их практически однородна на участке длиной в 2 мм для $S_{0,660} = 1800^\circ \text{K}$ в (§ 211). Нить может быть доведена до истинной температуры в 3000°K , т. е. до яркостной температуры около 2700°K (в красной области спектра) без заметного почернения баллона.

215. Эталоны лампы, позволяющие воспроизводить опорные температуры. Достоверность. Сравнение температурных шкал, полученных в разных лабораториях. Лампы с плоской нитью представляют ценный инструмент для пирометрических лабораторий, позволяющий удобно осуществлять высокие яркости, необходимые, например, при сравнении пирометров или при их градуировке.

Они точно так же крайне ценны для воспроизведения опорных температур; действительно, при питании постоянным током они позволяют с большой надежностью воспроизводить определенную яркость и, следовательно, определенную яркостную температуру. В настоящее время без них невозможно обходиться в лаборатории, желающей сохранять температурную шкалу¹⁾ или производить сравнение шкал полученных в разных лабораториях.

Само собой разумеется, что для такого употребления лампы эти должны быть предварительно подвергнуты очень тщательно старению, т. е. находиться в течение, по крайней мере, 24 час. при температуре, значительно более высокой, чем те, при которых они должны работать в дальнейшем; на практике это означает при температуре выше $S = 2200^\circ \text{C}$ для красной части. Такая лампа, подобно стандартным лампам, о которых мы говорили выше (§ 196), способна сохранять с очень большой надежностью измеренную яркость на протяжении сотен часов при условии, что ее не будут накаливать выше температуры, близкой к температуре плавления палладия ($S = 1500—1600^\circ \text{C}$ в красной части). Форсайт²⁾ отмечает, что такая лампа, проградированная шесть лет назад при точке плавления палладия, служила в течение этих лет при многочисленных эталонированиях в повседневных измерениях (не превосходящих температуры плавления палладия) и обнаружила в конце концов изменение всего лишь на 1° .

¹⁾ Такая шкала может быть также сохранена при помощи пирометра, снабженного одной или несколькими стандартными лампами (§ 116); однако подобный инструмент может изменяться вследствие изменения пропускательности различных его оптических частей. Это неудобство отсутствует в аргонной эталонной лампе, по крайней мере для низких температур, при которых почернением баллона можно пренебречь.

²⁾ Forsythe, J. Opt. Soc. Amer., 4, 305, 1920.

Если нить доведена до более высокой температуры, то, наоборот, следует ожидать довольно значительных изменений, как показывают цифры табл. 49, заимствованные из работы Форсайта¹⁾ и относящиеся к измерениям, выполненным в руководимой им лаборатории (Nela Research Laboratory); в промежутках между измерениями лампы неоднократно подвергались нагреванию до температуры более высокой, чем указанные в таблице. Числа, как легко видеть, указывают на очень заметное изменение, которое, впрочем, имело противоположный характер в двух лампах; ввиду того что не приведено никаких указаний относительно старения этих ламп, следует остерегаться выводить из этих данных какие-либо окончательные заключения.

Таблица 49. Изменения, испытанные эталонной лампой с вольфрамовой нитью, нагретой до высокой температуры.

Числа трех последних столбцов представляют яркостные температуры (в красной части), в градусах Кельвина, отсчитанные непосредственно по вольфраму.

Л а м п а	Ток в амперах	Апрель 1920 г.	Июнь 1922 г.	Июль 1923 г.
Вертикальная нить, шири- на 2,5 мм (в пустоте)	5,2	1410	1406	1401
	6,7	1599	1595	1591
	8,5	1796	1794	1791
	11,7	2106	2104	2101
Цилиндрическая нить, диа- метр 0,5 мм (в газовой атмосфере)	15,4	1825	1826	1828
	20,4	2262	2266	2269
	27,4	2746	2753	2755

В работе, о которой мы только что упоминали, имеются также результаты сравнения яркостных температур, приведенных к $\lambda = 0,665 \mu$ (§ 143), измеренных в различных лабораториях (Nela Research Laboratory, Gen. Electr. Co, Bureau of Standards, National Physical Laboratory). Числа, которые мы здесь не воспроизводим, не обнаруживают до 2750°K различий больше чем на 5° ²⁾; в более недавних измерениях (с 1920 по 1923 г.) расхождения между этими тремя лабораториями не превосходят 3° .

216. Способы питания лампы. Влияние внешней температуры. Для того чтобы точно воспроизвести температуру, даваемую эталонной лампой, лучше всего установить при помощи потенциометра такой же самый ток в лампе, который соответствовал раньше желаемой температуре (питание постоянным током). Подбирают сопротивление, помещаемое последовательно с лампой таким образом, чтобы разность потенциалов на двух его концах была того порядка электродвижущей силы, который с максимальной точностью измеряется потенциометром.

Если речь идет о том, чтобы иметь возможность сохранять и воспроизводить ограниченное число опорных температур, то можно осуществить в лаборатории упрощенный потенциометр, который мы уже описывали (§ 206, рис. 125). Точка *С* принаивается к пластинке, ко-

¹⁾ Forsythe, Astroph. J., 58, 294, 1923.

²⁾ Учитывая старение ламп.

тору посредством штепселей можно присоединять к различным точкам сопротивления R . Само собою разумеется, внешнее сопротивление R' должно быть таким, чтобы выносить без нагревания сильные токи, необходимые для лампы.

Можно получить гораздо более простую схему, питаая лампу с постоянным сопротивлением посредством схемы в виде мостика, описанного выше (§ 207, рис. 126). Сопротивление R_1 должно быть подобрано так, чтобы выносить сильные токи; нижняя часть вертикальной диагонали мостика может быть посредством штепселей присоединяема к различным точкам сопротивления R_2 для того, чтобы можно было осуществлять многочисленные опорные температуры¹⁾.

Вычисление показывает, что если нить, помещенная в вакуум, достаточно длинна для того, чтобы у ней имелась центральная зона постоянной температуры, то изменение внешней температуры оказывает лишь ничтожное влияние на температуру центральной зоны²⁾. То же имеет место и для нитей, помещенных в газовую атмосферу, если только они обладают зоной однородной температуры. Различие было бы гораздо более заметным для коротких нитей, не обладающих областью однородности.

217. Применение трубки, снабженной небольшим отверстием.

Для того чтобы просто осуществить в лабораторных условиях высокие яркости, можно также воспользоваться вольфрамовой трубкой, снабженной сбоку отверстием небольшого диаметра. Нетрудно видеть, что выигрывается температура градусов в 300 при замене вольфрамовой пластинки трубкой, доведенной до той же максимальной температуры (около 3000° K). Не представляет особых трудностей научиться быстро готовить для текущей работы трубки из вольфрама незначительной толщины и достаточно однородные³⁾.

Токи, необходимые для питания этих трубок, нетрудно рассчитать заранее. Легко показать, что плотность тока i , необходимого для достижения данной температуры в «длинной» трубке толщины v , такая же самая, как и для плоской нити толщины $\varepsilon = 2v$ ⁴⁾. Трубка толщиной $v = 0,05$ мм потребует ту же плотность тока i , как и плоская нить толщиной 0,10 мм (табл. 47). Для того чтобы достичь истинной температуры 3000° K, нужно взять $i = 185$ А/мм², что даст для трубки диаметром в 3 мм ток в 92 А и для трубки в 1 мм диаметром ток в 31 А. Аналогичные трубки толщиной 0,02 мм потребовали бы соответственно 60 и 20 А для диаметров 3 и 1 мм. Из обсуждения, приведенного

1) Ribaud, Soc. franç. Phys. Bull., 226, 1925.

2) Для T , близкого к 1800° K, найдем: $dT = 1,3 \left(\frac{\theta}{T} \right)^4 d\theta$, где θ — внешняя температура в градусах Кельвина.

3) Можно воспользоваться пластинкой, спернутой в виде цилиндра; можно также выполнить из вольфрамовой пыли трубку пучного размера (Worthing, Phys. Rev., 10, 385, 1917).

4) Общее излучение зависит только от внешней поверхности, а не от внутреннего объема; поэтому можно предположить, что трубка сплюснута так, что ей придана форма плоской нити толщиной $2v$. Таким же образом можно доказать, что распределение температуры вдоль трубок таково же, как вдоль тонкой пластинки толщиной $2v$ (табл. 48).

выше (§ 174), следует, что для того, чтобы возможно лучше приблизиться к условиям излучения черного тела, крайне важно выбирать трубки малого диаметра. Трубка в 1,5 мм диаметром, снабженная отверстием в 0,3 мм, оказалась бы очень подходящей, но крайней мере, для всех применений, при которых визирование производится при помощи пирометра с исчезающей нитью лабораторного типа, объектив которого дает увеличение, равное единице. Указанная трубка может быть с удобством монтирована в баллоне, наполненном инертным газом; питающий ток, необходимый для достижения 3000°K , будет порядка 30 А для трубки с толщиной стенок в 0,02 мм. Такие трубки обладают ценным качеством давать очень высокие яркости, причем свет их имеет хорошо известный спектральный состав¹⁾.



¹ См. Fabry, Introduction générale à la photométrie, (Общее введение к фотометрии), 149, 1927 и Rev. gén. électr., 16, 538, 1924.

Глава XX.

Постоянные опорные точки в пирометрии.

218. Общее рассмотрение. Мы уже рассмотрели выше (§ 6) те основания, в силу которых при определении высоких температур было решено исходить из температуры плавления золота (1336°K), относительно которой нет разногласий, и экстраполировать затем при помощи законов излучения черного тела.

Для того чтобы фиксировать опорные температуры выше точки плавления золота, было признано желательным избрать точки плавления палладия и платины, а также молибдена и вольфрама, хотя измерения, относящиеся к этим последним, и данные еще недостаточно точны. Знание этих опорных температур связано с некоторой неопределенностью, зависящей, с одной стороны, от несовершенного знания постоянной излучения C_2 (§ 44), а с другой — от трудностей и неточностей измерений.

Уточним, по возможности, постановку проблемы. Спектрофотометрические или спектропирометрические измерения сводятся к измерению для данной длины волны λ , по возможности, вполне определенной, отношения R спектральных яркостей черного тела при точке плавления T более тугоплавкого металла и при точке плавления золота T_{Au} . Экстраполированная температура T определяется в таком случае соотношением:

$$\log_{10} R = \frac{C_2 \log_{10} e}{\lambda} \left(\frac{1}{T_{\text{Au}}} - \frac{1}{T} \right),$$

или

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T_{\text{Au}}} - \frac{1}{C_2 \log_{10} e} \cdot \lambda \log_{10} R = 748,5 \cdot 10^{-6} - \frac{2 \cdot 3026}{C_2} \cdot \lambda \log_{10} R. \quad (r)$$

Две величины, входящие в вычисление T , суть, следовательно, постоянная C_2 и произведение $\lambda \cdot \log_{10} R$, находящиеся из опыта. Заметим мимоходом, что для одного и того же тела значения R , измеренные для различных областей спектра, должны приводить к произведениям $\lambda \cdot \log_{10} R$, равным между собою, в пределах ошибок измерений.

Принимая во внимание неопределенность, которая касается значения C_2 , необходимо, очевидно, установить для данного тела возможно точно произведение $\lambda \log_{10} R^1$. В двух следующих ниже таблицах мы собрали для

¹⁾ Отметим, между прочим, что для определения T можно было бы принять какое угодно значение C_2 ; но, конечно, необходимо, чтобы между различными лабора-

одного и того же тела значения, найденные различными наблюдателями.

Мы уже установили выше (§ 115), как велика ошибка, проистекающая от изменения значения C_2 . Вычислим ошибку в определении T , возникающую при данном отклонении в значении $\lambda \log R$. Из формулы (г) выводим без труда:

$$\Delta T = 1,6 \left(\frac{T}{100} \right)^2 \cdot \Delta (\lambda \log_{10} R).$$

Для палладия: $\Delta T = 520 \cdot \Delta (\lambda \log_{10} R)$.

Для платины: $\Delta T = 670 \cdot \Delta (\lambda \log_{10} R)$.

Мы бегло просмотрим определения, выполненные до настоящего времени относительно платины и палладия, указывая значения $\lambda \log_{10} R$, полученные из измерений. Мы не приводим значения температур, даваемых различными наблюдателями, потому что значения эти, полученные из очень различных значений для C_2 , не представляют никакого интереса. Наоборот, мы укажем те значения, которые можно вычислить, исходя для C_2 из принятого ныне значения 14 320¹⁾.

По вопросу, связанному с чистотой применявшихся металлов, читатель должен обратиться к § 175.

219. Палладий. Нернст и Вартенберг²⁾ измерили отношение R для $\lambda = 0,5896 \mu$ при помощи пирометра Ваннера, причем плавление золота и палладия было осуществлено по «методу проволоочки» в печи из придиной трубки. Плавление проволоочки указывалось разрывом тока в цепи, часть которой проволоочка составляла.

Вайднер и Бургесс³⁾ точно так же работали с печью из придиной трубочки (§ 162); их измерения делались при помощи пирометра с исчезающей нитью, и отношение яркостей⁴⁾ измерялось с помощью вращающегося сектора. Значение точки плавления палладия, вычисленное, если исходить из $C_2 = 14 320$, оказалось 1550° C.

Гольборн и Валентинер (1907)⁵⁾, пользуясь методом проволоочки и спектрофотометром Льюммера-Бродхуна, получили для различных λ значения R , которые приводят к слишком высоким температурам⁶⁾; измерения, несомненно, очень тщательные, заключают какой-то источник ошибок, который, повидимому, ускользнул от экспериментаторов.

Из измерений Менденголла (1917)⁷⁾, упоминавшихся выше (§ 51),

принимая было установлено соглашение относительно этого значения; иначе мы рискуем, что, пользуясь разными значениями постоянной C_2 , различные лаборатории придут к значениям для температур плавления совершенно несравнимым между собою. Такое соглашение было заключено на VII Генеральной конференции мер и весов (Париж, 1927), (§ 44).

¹⁾ Относительно поправок см. табл. 28bis.

²⁾ Nernst und Wartenberg, Verh. Deutsch. Phys. Ges., 8, 48.

³⁾ Waidner and Burgess, Bur. Stand. Bull., 3, 183, 1907.

⁴⁾ Оправной точкой экстраполяции была в действительности точка плавления меди.

⁵⁾ Holborn und Walentinier, Ann. d. Phys., 33, 1, 1906.

⁶⁾ В таблице 60 помещены эти значения R , относящиеся к тем же самым λ , как в значении Гофмана и Мейснера.

⁷⁾ Mendenhall, Phys. Rev., 10, 522, 1917. (В этих измерениях предполагалась известной точка плавления палладия, которая принималась в 1549° C, и отыскивалась значение C_2 .)

выполненных при помощи спектропирометра по методу плавления проволоочки, можно вывести экстраполированную температуру для точки плавления палладия, равную $T = 1553^\circ \text{C}$ (принимая для $C_2 = 14\,320$).

Гайд, Кэди¹⁾ и Форсайт²⁾ и позже Гайд и Форсайт²⁾ (1920) получили результаты, приведенные выше (§ 164).

В табл. 50 мы воспользовались данными последней работы (Гайд и Форсайт), в которой применены исправленные значения применявшейся длины волны (0,6663 μ вместо 0,6648 μ).

В очень важной работе, опубликованной полностью лишь в 1919 г., Гофман и Мейснер³⁾ (в Государственной палате мер и весов, в Берлине), работавшие со спектрофотометром Кёнига-Мартенса с вращающимся сектором при разных длинах волн и применявшие частично метод плавления проволоочки, а частично метод погружения излучающей обложки в баню из плавящегося золота и палладия (§ 171), пришли к очень хорошо согласующимся результатам.

В недавно опубликованной работе⁴⁾ находятся данные очень тщательных измерений, выполненных Фэйрчайльдом, Гувером и Петерсом в Бюро стандартов, которые привели для температуры плавления палладия к значению 1553°C с точностью $\pm 1^\circ$.

Наконец, Шофайльд⁵⁾ в Национальной физической лаборатории получил недавно по методу плавления проволоочки и конуса значение 1555°C с ошибкой порядка $\pm 2^\circ$.

Все упомянутые определения, равно как и значения $\lambda \log_{10} R$ взятые в табл. 50. При $C_2 = 14\,320$ наиболее вероятное современное значение для точки плавления палладия, повидимому, равняется $1553^\circ \text{C} \pm 2^\circ$.

220. Платина. Измерения, выполненные для платины, довольно многочисленны, не привели, однако, к столь хорошему согласию, как упомянутые выше определения для палладия.

Нернст и Вартенберг (§ 219) в той же печи и с теми же аппаратами, которые служили для работы с палладием, определили также отношение спектральных яркостей черного тела при точках плавления платины и золота. Проволочки платины, диаметр которых менялся от 0,08 до 0,18 мм, плавилась между двумя проволочками из иридия; измерение яркостей выполнялось при помощи пирометра Ваннера, с добавочным нейтральным стеклом (контролируемым вращающимся сектором). Отношение $R_{\text{Pt/Au}}$ было найдено равным 517, для $\lambda = 0,5896 \mu$.

Вайднер и Бюргесс (§ 219) выполнили для платины измерения, вполне аналогичные тем, которые были описаны для палладия. Отправной точкой при экстраполяции и здесь служила точка плавления меди, экстраполяция выполнялась при помощи пирометра с исчезающей нитью, соединенного с вращающимся сектором и снабженного цветными стеклами с эффективной длиной волны $\lambda = 0,668 \mu$, $0,547 \mu$ и $0,462 \mu$.

¹⁾ Hyde, Cady and Forsythe, *Astroph. J.*, 42, 300, 1915.

²⁾ Hyde and Forsythe, *Phys. Rev.*, 15, 540, 1920; *Astroph. J.*, 51, 244, 1920.

³⁾ Hoffmann und Meissner, *Zts. f. Instr.*, 33, 201, 1912; *Ann. d. Phys.*, 60, 201, 1919.

⁴⁾ Forsythe, *J. Opt. Soc. Amer.*, 11, 367, 1925; Fairchild; Hoover and Peters, *Bur. Stand. J. Res.*, 1, 931, 1929.

⁵⁾ Schofield, *Proc. Roy. Soc. London*, 125, 517, 1929.

Таблица 50. Измерения отношения λ спектральных яркостей черного тела при температуре плавления палладия и золота. Температура плавления палладия T_{Pd} экстраполирована, исходя из $T_{Au} = 1063^\circ \text{C}$ и $C = 14320$.

Авторы	Метод	λ в м. микрон	R	$\lambda \log_{10} R$	T_{Pd} в градусах Цельсия
Нарет и Вар- тенберг (1906)	{ Плавление прово- лочек; пирометр Ваннера }	0,5898	131	1,2484	1552
Вайднер и Бюргесс (1907)	{ Плавление прово- лочек; пирометр с исчезающей нитью; вращающийся сектор }	0,666	—	—	1550
Гольборн и Валентинер (1907)	{ Плавление прово- лочек; спектрофото- метр Льюкюра- Броджуна; вращаю- щийся сектор }	0,656 0,590 0,546	92,0 153,5 229,0	?	1575 1576 1575
Мондентола (1917)	{ Плавление прово- лочек; спектропиро- метр; вращающийся сектор }	—	—	—	1553
Гайд, Кэди и Форсайт (1915, 1920)	{ Плавление прово- лочек; спектропиро- метр и пирометр с исчезающей нитью; вращающийся сектор }	0,6663 0,6018	76,9 122,2	1,2566 1,2560	1557 1557
Гофман и Мейсвор (1912, 1919)	{ Плавление прово- лочек и бани рас- плавленного метал- ла; спектрофотометр Кёнига-Мартенса. вращающийся сектор }	0,6563 0,5893 0,5460	81,5 134,3 198,7	1,2543 1,2541 1,2548	1555 1555 1556
Фэйрчайльд, Гувер и Пе- терс (1929)	{ Бани из распла- вленного металла; пирометр с нитью; вращающийся сектор }	0,6531	82,25	1,2510	1553 ± 1
Шоффайльд (1929)	{ Плавление нити и конуса; пирометр с нитью; вращаю- щийся сектор }	0,656	—	—	1555 ± 2

Наиболее вероятное значение для температуры плавления палладия } $C_2 = 14320$ $T = 1553 \pm 2^\circ$
 $C_2 = 14300$ $T = 1556 \pm 3^\circ$

Значение T , вычисленное, исходя из данных авторов и принимая для $C_2 = 14320$, приведено в табл. 51.

Гольборн и Валентинер (§ 219) при помощи измерений, подобных измерениям для палладия [платиновая проволочка 0,6 мм расплавлялась между двумя проволоками родистой (10%) платины], получили числа, приводимые в табл. 51.

Таблица 51. Измерение отношения R спектральных яркостей черного тела при температурах плавления платины и золота. Температура плавления платины T_{Pt} экстраполирована, исходя из температуры плавления золота $T_{Au} = 1063^\circ \text{C}$ и $C_2 = 14320^\circ$

Авторы	Метод	λ в микро- нах	R	$\log_{10} R$	T_{Pt} в градусах Цельсия	$T_{Pt} - T_{Pd}$ в градусах Цельсия
Норист и Варгел- берг (1906)	Плавление прово- лочек; пирометр Ваннера	0,5896	517	1,5999	1762	210
Вайднер и Бюргесс (1907)	Плавление прово- лочек; пирометр с нитью; вращаю- щийся сектор	0,666	—	—	1764	212
Гольборн и Вален- тинер (1907)	Плавление прово- лочек; спектрофо- тометр Люммера- Брокхуса; вращаю- щийся сектор	0,656	801	1,626	1780	} ? 200
		0,590	556	1,619	1775	
		0,546	920	1,618	1775	
Гофман (1924)	Плавление прово- лочек; спектрофо- тометр Кёнига-Мар- тенса; вращаю- щийся сектор	0,6568	284	1,6093	1769	} 214
		0,5893	540	1,6102	1769	
		0,5460	893	1,6111	1770	
Айве (1924)	Плавление трубки, снабженной отвер- стием; суммарная световая яркость	—	—	—	1764	—
Рибо и Мор (1930)	Плавление трубки; пирометр с нитью; вращающийся сектор	0,6535	—	—	1762	—

Наиболее вероятное современное значение температуры плавления Pt } $C_2 = 14320$ $T_{Pt} = 1767 \pm 5^\circ$
 } $C_2 = 14300$ $T_{Pt} = 1769 \pm 5^\circ$

Мы уже имели случай говорить о недавних измерениях Гофмана ¹⁾, определившего отношение яркостей черного тела при температуре плавления платины и золота. Печь из иридиевой трубки и расположе- ние плавящегося металла были описаны в § 162. Измерения и в этом случае, так же как при исследовании палладия, выполнялись при по- мощи спектрофотометра Кёнига-Мартенса, соединенного с вращающимся сектором, для трех различных длин волн. В этом случае, однако, был использован только метод плавящейся проволочки. Яркость черного тела при точке плавления золота была определена в двух печах; одна

¹⁾ Hoffmann, Zts. f. Phys., 37, 285, 1924.

из этих печей нагревалась током, проходящим по спиральной платиновой обмотке; другая представляла собою нагреваемую током приливную трубку, в которой выполнялось, также и плавление платиновой проволоки.

Для осуществления черного тела при точке плавления платины печь из приливной трубки содержала две серии диафрагм, обозначенных через *A* и *B* на рис. 80.

Наконец, в недавней работе опубликованы результаты определений Рибо и Мора ¹⁾, выполненных в пирометрической лаборатории Института Ротшильда по методу трубки (§ 174).

В табл. 51, резюмирующей совокупность определений, выполненных для платины, мы поместили также число, найденное из измерений Айвса ²⁾ (§ 174), касающихся суммарного светового излучения черного тела при температуре плавления платины по методу трубки.

Определения температуры плавления платины, как видно из таблицы, оказываются в довольно хорошем согласии между собою, если исключить данные Гольборна и Валентинера, которые, повидному, слишком велики, так же как и для палладия. Мы привели в последнем столбце табл. 51 значения разностей $T_{\text{Г}} - T_{\text{В}}$, полученных различными авторами. Эти разности также хорошо согласуются между собой, за исключением опять-таки данных Гольборна и Валентинера.

Немного металлов, более тугоплавких, чем платина, подверглись достаточному изучению, для того чтобы можно было пользоваться ими как опорными пирометрическими пунктами. На первом месте стоят вольфрам и молибден ввиду большого числа наблюдений, сделанных с этими металлами, а также вследствие их очень высокой температуры плавления, что делает их крайне ценными опорными пунктами при очень высоких температурах.

221. Вольфрам. В табл. 52 ³⁾ помещена сводка наиболее важных измерений, относящихся к вольфраму; некоторые из измерений не приведены в таблице; кроме того, обращает на себя внимание, что три первые цифры довольно значительно отличаются от остальных; по всей вероятности, эти измерения относятся к образцам вольфрама не вполне чистым.

Первые измерения состояли в оптическом определении яркостной температуры S_{λ} металла, которому придана форма проволоки, нагреваемой постепенно до плавления при помощи электрического тока ⁴⁾; другой способ определения состоял в исследовании оптическим пирометром кратера дуги, получаемой между двумя вольфрамовыми электродами в инертной атмосфере азота. Для измерений последнего типа должны быть приняты известные предосторожности, точно перечисленные в работе Лангмюира, из которой мы заимствуем рис. 130. Когда ток достигает достаточного значения, концы электродов начинают плавиться, образуя в центре жидкую выпуклую поверхность, очень бле-

¹⁾ Ribaud et Mohr, C. R., 192, 87, 1931.

²⁾ Forsythe, J. Opt. Soc. Amer., 11, 367, 1925.

³⁾ Заимствована у Worthing, Zts. f. Phys., 22, 9, 1924.

⁴⁾ Относительно подробностей см. указания, приведенные в параграфе, посвященном молибдену (§ 222).

стищую, которая может поддерживаться в этом состоянии в течение очень продолжительного времени (полчаса и больше); за это время можно выполнить всю серию отсчетов. В центре этих жидких поверхностей появляются изображения, обусловленные многократным отражением (*B, C*); поэтому надо совершать наводку не на центр поверхностей, но на жидкую область (*A*), находящуюся в непосредственном соприкосновении с твердым участком ¹⁾. Кроме того, визирование надо производить почти нормально к поверхности, с тем чтобы избежать поправок на отступления от закона Ламберта.

Исходя из значений S_λ , измеренных непосредственно, можно вычислить истинную температуру, опираясь на имеющиеся наиболее надежные значения испускательной способности вольфрама (Вортинг, рис. 25).

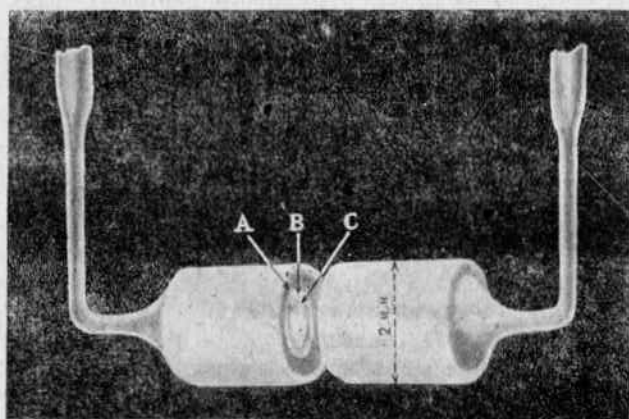


Рис. 130. Дуга между вольфрамовыми электродами.

A — зона соприкосновения твердого и жидкого металла; *B* и *C* — изображения, возникающие вследствие многократного отражения.

Отметим, впрочем, что так как измерения испускательной способности вольфрама, выполненные Вортингом, состоят из измерений яркостной температуры S_λ и истинной температуры вольфрамовой трубки, снабженной отверстием, то вышеизложенные определения практически эквивалентны прямым измерениям температуры плавления при помощи визирования трубки, снабженной отверстием.

Наконец, две серии прямых измерений (сноски 8 и 9 табл. 52) были выполнены путем визирования пирометром дна углубления, сделанного в проволоке, нагреваемой электрически, или в одном из электродов, между которыми образована дуга, доводящая металл до плавления.

Во всех предшествующих измерениях важно учитывать абсорбцию стеклом баллона; лучше всего в конце измерений разбить баллон и измерить его коэффициент пропускаемости.

¹⁾ Эту зону легко узнать, ибо твердый металл сохраняет отчетливую кристаллическую структуру, особенно если он был предварительно расплавлен; наоборот, жидкость не обнаруживает никаких следов неоднородности. В параграфе, посвященном молибдену, имеются указания относительно несколько иной техники измерений.

Следует отметить, что метод углубления в проволоке имеет тенденцию давать значения слишком малые, а метод дуги — значения слишком большие. Однако не обнаруживается никаких систематических различий между числами, получаемыми обоими методами; можно заключить отсюда, что для вольфрама испускательная способность расплавленного металла практически, такая же, как и для металла твердого.

Таблица 52. Измерение яркостной температуры S_λ и истинной температуры T плавления вольфрама.

Для вычисления температуры T , исходя из значений S_λ , полученных разными авторами, и принимая значения испускательной способности, измеренной Ворthingом (§ 86).

Авторы	Год	Метод	λ	S_λ в градусах Кельвина	T в градусах $^\circ C$ —14 320	Кельвина $^\circ C$ —14 300
Вартенберг ¹⁾	1907	S_λ , концы электродов дуги	0,5896	2985	3356	3362,
Форсайт ²⁾	1911	S_λ , нить, нагреваемая током до плавления	0,665	3119	3604	3611
Пиранни и Майер ³⁾	1912	S_λ , нить, нагреваемая током до плавления	0,64	3074	3531	3538
Менденголл и Форсайт ⁴⁾	1914	S_λ , нить, нагреваемая током до плавления	0,665	3174 ± 10	3678 ± 20	3690 ± 20
Лангмюр ⁵⁾	1915	S_λ , нить, нагреваемая током, и концы электродов дуги	0,661	3134	3626 ± 30	3636 ± 20
Ворthing ⁶⁾	1916	S_λ , концы электродов дуги	0,665	3174	3680	3690
Люккей ⁷⁾	1917	S_λ , концы электродов дуги	0,665	3169 ± 10	3674 ± 20	3683 ± 20
Пиранни и Алтертум ⁸⁾	1923	T , радиальное углубление в проволоке	0,547 и 0,585	—	3650 ± 60	3660 ± 60
Геннинг и Рейзе ⁹⁾	1923	T , радиальное углубление в электроде дуги	0,648	—	3635 ± 50	3644 ± 50

Современное наиболее вероятное значение, для температуры плавления вольфрама (в градусах Кельвина) . . . 3658 ± 20 3668 ± 20

Если исключить первые три определения, воспроизведенные в табл. 52, то видно, что цифры, полученные для T различными методами,

¹⁾ Wartenberg, Chem. Ber, 40, 3287, 1907; Verh. Deutsch. Phys. Ges., 12, 121, 1910.

²⁾ Forsythe, Astroph. J., 34, 353, 1911.

³⁾ Pirani und Mayer, Verh. Deutsch. Phys. Ges., 14, 426, 1912.

⁴⁾ Mendenhall and Forsythe, работа, цитированная Worthing, Phys. Rev., 10, 392, 1917.

⁵⁾ Langmuir, Phys. Rev., 6, 152, 1915.

⁶⁾ Worthing, J. Frankl. Inst., 181, 417, 1916; Phys. Rev., 7, 497, 1916; 10, 392, 1917.

⁷⁾ Luckey, Phys. Rev., 9, 132, 1917.

⁸⁾ Pirani und Alterthum, Zts. f. Elektroch., 29, 5, 1923.

⁹⁾ Henning und Heuse, Zts. f. Phys., 16, 63, 1923.

совпадают в пределах 50° . Средние значения, приводимые в конце таблицы и вычисленные для $C_2 = 14\,320$ и $C_2 = 14\,300$, обладают, по видимому, ошибкой, не превышающей 20° . Пользуясь наименее вероятным современным значением для C_2 (14 320), найдем для вольфрама температуру плавления равную $3385^\circ \text{C} \pm 20^\circ$ или $3658^\circ \text{K} \pm 20^\circ$.

222. Молибден. Определения точки плавления молибдена сведены в недавней работе Вортинга¹⁾; соответствующие выдержки и библиография воспроизводятся здесь в табл. 53.

Таблица 53. Измерения яркостной температуры S_λ и истинной температуры T плавления молибдена.

Для вычисления температуры T мы исходим из значений S_λ , определенных различными авторами, и из значений испускательных способностей, измеренных Вортингом (§ 67).

Авторы	Год	Метод	λ	S_λ в градусах Кельвина	T в градусах Кельвина при $C_2 = 14\,320$
Варгенберг ²⁾	1910	T , плавление в печи с трубой из вольфрама	—	—	2870
Руф и Гёке ³⁾	1911	T , плавление в печи с трубой из угля	—	—	2890 (P)
Пирани и Майер ⁴⁾	1912	S_λ , нить, доводимая до плавления	0,64	—	2850 ± 30
Менденголл и Форсайт ⁵⁾	1913	S_λ и T , пластинка, согнутая в виде V, нагреваемая током до плавления	0,664 (исправ.)	2545	2935 2870
Пирани и Альтертум ⁶⁾	1923	T , углубление в проволоке, нагреваемой током до плавления	0,547 0,585	—	2835 ± 40
Вортинг ¹⁾	1925	S_λ , нить, нагреваемая током до плавления	0,664 0,462 0,694 0,462	2518 ± 6 2647 ± 5 2531 ± 11 2666 ± 10	2891 2890 2911 2915
		S_λ , концы электродов дуги	0,462	—	2915
		Контакт Mo—W (S_λ для W)	0,664	—	2912

Среднее:
 2890 ± 10

Современное, наиболее вероятное значение температуры плавления молибдена ($C_2 = 14\,320$). $2\,885 \pm 20^\circ \text{K}$.

Два первых измерения температуры плавления молибдена выполнены обычным способом, путем плавления металла в печи, осуществляющей высокую температуру; значение, полученное Руфом и Гёке, заведомо слишком малое, объясняется, несомненно, загрязнением металла, происшедшим благодаря угольной печи. Третье измерение заключается в измерении яркостной температуры металла, нагреваемого электрическим током до плавления. Менденголл и Форсайт измеряли, с одной стороны, истинную температуру плавления металла, визируя внутренность пластинки, согнутой в виде буквы V (§ 165), а с другой — температуру S_λ .

¹⁾ Worthing, Phys. Rev., 25, 854, 1925.

²⁾ Wartenborg, Verh. Deutsch. Phys. Ges., 13, 121, 1910.

³⁾ Ruff und Gökke, Zts. f. angew. Chem., 24, 1459, 1911.

⁴⁾ Pirani und Meyer, Verh. Deutsch. Phys. Ges., 14, 426, 1912.

⁵⁾ Mendenhall and Forsythe, Astroph. J., 38, 196, 1913.

⁶⁾ Pirani und Altertham, Zts. f. Elektroch., 29, 5, 1923.

⁷⁾ Worthing, Phys. Rev. 25, 854, 1925.

визируя наружную поверхность пластинки. Второе измерение, выполненное по тому же методу, привело к иному, заметно отличному значению T ; это объясняется тем, что для вычисления чисел последнего столбца были приняты значения испускательных способностей, определенные Вортингом [соответственные значения S и T , полученные Менделоглоу и Форсайтом, приводят к более высокой испускательной способности, чем данные, полученные Вортингом (табл. 18, § 67)]. В измерениях Менделоглоу и Форсайта большего доверия заслуживает, по видимому, непосредственно определенное значение T (2870°K).

Определения Пирали и Альбертума представляют собою непосредственные измерения T , выполненные в глубине полости, проделанной в проволоке, нагреваемой до плавления электрическим током.

Измерения Вортинга были проделаны, примерно, для 100 плавок. Они были выполнены тремя различными методами, на которые мы считаем необходимым обратить внимание.

В первом методе была использована проволочка, согнутая в виде V , сечение которой было несколько уменьшено к вершине V с тем, чтобы вызвать плавление в этой зоне. Пирометр, направленный на внешнюю поверхность V , указывал яркостную температуру в момент, когда металл начинал плавиться. Если проволочка была расположена так, что острый угол V направлялся кверху, то можно было многократно повторять измерения при условии, что ток в нити быстро уменьшался, как только вызывалось плавление. Кроме того, проволочка после разрыва могла служить для измерений по второму методу.

Этот второй метод (метод дуги) использует проволочки, которые после расплавления по предшествующему способу представляют собою две половинки, оканчивающиеся каждая маленьким шариком (жорышкой). Пирометр направляется на участок, соединяющий положительный шарик с поддерживающей его проволокой, и ток повышается до тех пор, пока не наступает расплавления всей сферы. Одна и та же пара проволочек может служить для 10—15 определений. Следует заметить, что этот метод работы исключает излучение самой вольтовой дуги; нужно, однако, следить за тем, чтобы визиовать по направлению, нормальному к поверхности металла, с тем чтобы избежать поправок, связанных с отступлением от закона Ламберта.

Для третьего метода (контакт $\text{Mo} - \text{Wo}$, § 63) требуется столбик молибдена, укрепленный на стык с палочкой вольфрама. То и другое нагревается электрическим током, причем вследствие явления Пельтье температура в области контакта будет несколько выше, чем в любом другом месте. В точно определенный момент, когда молибден начинает плавиться, отмечают яркостную температуру вольфрама в непосредственной близости к точке соприкосновения; отсюда вычисляют T , пользуясь значением испускательной способности вольфрама. При всех измерениях, описанных выше, металл помещается в баллон, наполненный азотом, поэтому необходимо делать поправки на поглощение стеклом баллона.

Измерения Вортинга, приведенные в конце табл. 53, дают по методу проволочки значение, заметно меньшее, чем по методу дуги; автор заключает отсюда, что испускательная способность молибдена в жидком

состоянии несколько выше (на 3—5%), чем в твердом, и предлагает остановиться на более низком значении T .

Как видно из табл. 53, совокупность определений приводит к наиболее вероятнейшему значению температуры плавления молибдена, равному $2885 \pm 20^\circ \text{K}$ или $2610 \pm 20^\circ \text{C}$.

223. Яркостью температуры металлов в состоянии плавления, особенно же служить опорными пирометрическими точками. Некоторые авторы указывали на возможность использовать в качестве пирометрических реперов яркостные температуры различных металлов в момент плавления. Метод этот представляется удобным, особенно для неокисляющихся металлов (Pd, Pt), которые можно нагревать электрическим током, придав им форму проволоочки или, еще лучше, пластинки, ширина которой несколько уменьшается в центральной части, с тем чтобы осуществить в этом месте зону максимальной температуры. Можно так же, как это делал Вортинг, визировать внешнюю сторону вершины пластинки, согнутой в виде буквы V. В случае молибдена и вольфрама нужно работать с металлом, заключенным в атмосферу нейтрального газа. Можно также визировать край кратера дуги, возникающей между двумя стерженьками или шариками из исследуемого металла. Мы отсылаем читателя к предшествующим параграфам (§ 221, 222), где указаны предосторожности, которые нужно принимать при таких измерениях.

Не следует, однако, забывать, что на эти яркостные температуры может довольно сильно влиять состояние поверхности металла, которое заметным образом изменяет испускательную способность его. Подобные измерения представляются довольно мало надежными; тем не менее, они могут быть полевыми, когда речь идет лишь о грубом приближении¹⁾.

Таблица 54. Значения яркостных температур (в градусах Цельсия) различных металлов в стадии плавления, $\lambda = 0,665 \text{ р.}$

Металл	Твердый	Жидкий	Примечания
Палладий	1397	1412	при $\epsilon_1 = 0,33$ и 0,37
Платина	1669 ± 5	1591 ± 5	Табл. 50 Worthing, Phys. Rev., 28, 182, 1926
Молибден	2250 ± 20	2260 ± 20	Табл. 53
Вольфрам	2900 ± 20	2900 ± 20	Табл. 52

Точно так же следует помнить, что яркость металла при температуре плавления может быть заметно выше для жидкого металла, чем для твердого. Мы собрали в табл. 54 наиболее вероятные значения яркостных температур различных металлов для длины волны $0,665 \text{ м.к.}$; для других соседних длин волн можно ввести соответствующие поправки при помощи соотношения:

$$\frac{\Delta S}{S} = -\frac{\Delta \lambda}{\lambda} \cdot \frac{T - S}{T}.$$

Переход от $0,665$ к $0,645 \text{ м.к.}$ влечет уменьшение S на 5° в случае платины и на 12° в случае вольфрама.

¹⁾ Метод плавления трубки, снабженной отверстием, представляется гораздо более надежным (§ 174)

224. Пламена. По всем вопросам, относящимся к эталонным пламенам, мы отсылаем к работе Флеры (Fleury, «Etalons photométriques»).

Здесь ограничимся только замечанием, что высота пламени, играющая крайне важную роль в фотометрических измерениях, для нирометрии имеет несравненно меньшее значение. Мы советуем читателю обратиться к § 257, который мы посвящаем нирометрическому исследованию излучения пламен. Там показано, что яркостная температура, единственный фактор, имеющий для нас значение, довольно мало зависит от толщины пламени.

Глава XXI.

Пирометры с суммарной радиацией.

225. Общие соображения. Мы уже имели случай дать общие указания относительно измерения энергии, излучаемой источником, и относительно предосторожностей, которые следует соблюдать при таких измерениях. В частности, в § 45 и следующих можно найти подробные указания относительно техники экстраполяции к высоким температурам при помощи закона Стефана-Больцмана. Рассмотренные там расположения мало чувствительны и требуют употребления приемников и гальванометров довольно большой чувствительности. Они пригодны для точных лабораторных измерений, но не допускают осуществления портативных и несложных аппаратов.

Фери¹⁾ первый в 1902 г. построил портативный прибор, приспособленный для измерения температуры источников и утилизирующий суммарную излучаемую радиацию. В этом инструменте чувствительность повышена благодаря концентрации потока, исходящего из источника, на спай термоэлемента при помощи линзы (рис. 132 и 151) или при помощи вогнутого зеркала (рис. 133 и 148). Этот инструмент дает показания, не зависящие от расстояния источника и от его размеров (§ 8) при соблюдении следующих условий:

1) изображение источника полностью покрывает спай термоэлемента и

2) конус лучей, падающих на любую точку спаи, сохраняет постоянный угол раскрытия при изменении наводки на фокус.

Аппараты этого типа, на которых мы подробнее остановимся дальше, мы будем называть пирометрами с переменной наводкой.

Позже Туинг, Фостер и Броун²⁾ предложили несколько иное решение проблемы. В двух последних аппаратах термоэлектрический столбик помещается не в точке изображения источника в вогнутом зеркале, но в плоскости, сопряженной по отношению к зеркалу с некоторой твердо закрепленной входной диафрагмой прибора (рис. 134). В модели Туинга лучи, проникающие во входное отверстие, падают на коническое зеркало, которое отражает их по направлению к термостолбику, помещенному вблизи вершины зеркала (рис. 135). Эти инструменты, в которых не производится никакой наводки на фокус, мы будем называть пирометрами с неподвижным фокусом.

¹⁾ Fery, C. R., 134, 977, 1902; J. Phys., 3, 701, 1904.

²⁾ Thwing, J. Frank. Inst., 1903; Foster. Amer. Electroch. Soc., 17, 223, 1910.

226. Геометрическое рассмотрение различных типов пирометров суммарной радиации. Нам кажется полезным теперь же точно последовать геометрические факторы, которые имеют значение для функционирования различных типов пирометров с суммарной радиацией, по крайней мере, тех, в которых применяются термоэлементы ¹⁾.

Для обсуждения чувствительности аппаратов мы предположим точно выполняющимся следующее положение, которое мы приведем несколько ниже: в первом приближении отклонения гальванометра, соединенного с термостолбиком, пропорционально потоку энергии, получаемому единицей поверхности ²⁾ столбика (§ 232).

Прежде чем перейти к самим пирометрам, мы вернемся на короткое время к установке, описанной выше (§ 47) и предназначенной для измерений суммарного излучения без посредства линз или зеркал.

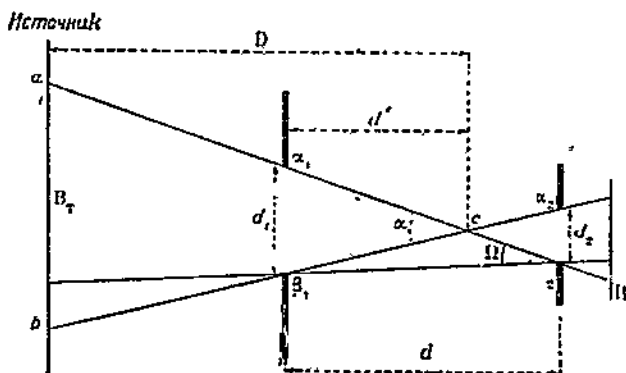


Рис. 131. Схема простой установки для измерения энергетической яркости источника.

Простая установка без линз и отражающих зеркал. Мы будем обозначать через B_T суммарную энергетическую яркость источника абсолютной температуры T ; энергетический поток, исходящий из этого источника, ограничен двумя диафрагмами $\alpha_1\beta_1$ и $\alpha_2\beta_2$, находящимися на расстоянии d одна от другой (рис. 131); пусть диаметры этих диафрагм равны соответственно d_1 и d_2 , а площади их отверстий — s_1 и s_2 .

Спай термоэлемента R предполагается помещенным позади диафрагмы $\alpha_2\beta_2$ ³⁾ и в непосредственной близости от нее; таким образом выделяемая поверхность термоэлемента есть так же s_2 . Поток, падающий на спай, равен потоку, проникающему $\alpha_2\beta_2$. Если источник имеет достаточные размеры, то этот поток имеет значение ⁴⁾:

$$B_T \cdot \frac{s_1 s_2}{d^2},$$

¹⁾ Замечания, к которым мы придем, могут быть, впрочем, без труда приложены и к другим аппаратам, о которых речь пойдет в конце главы.

²⁾ Это количество есть не что иное, как энергетическая освещенность.

³⁾ Приемник может играть роль диафрагмы $\alpha_2\beta_2$, которая таким образом устраняется.

⁴⁾ Ср. § 8. Предполагается, что яркость источника не зависит от направления излучения.

и поток на единицу поверхности спая термоэлемента может быть написан в виде:

$$B_T \cdot \frac{s_1}{a^2} = B_T \cdot \Omega,$$

где Ω означает телесный угол, под которым $\alpha_1\beta_1$ видна из какой-либо точки $\alpha_2\beta_2$. Этот поток не зависит ни от расстояния до источника, ни от размеров спая.

Чтобы увеличить чувствительность, имеет смысл увеличить s_1 ; но легко видеть, что это приведет к увеличению угла раскрытия излучающего источника. Крайние лучи, которые падают на спай, суть лучи $\alpha_2\beta_2$ и $\beta_2\alpha_2$. Эти лучи пересекаются в c , и диаметр раскрытия излучающего источника должен быть больше, чем $D \cdot a$, где D означает расстояние от источника до точки c и α — угол, под которым полезная часть источника видна из точки c ¹⁾.

На практике, когда нет возможности пользоваться источниками очень больших размеров, ограничивают пределы угла α . Во всех случаях при сравнении различных установок необходимо производить пересчет для одного и того же угла α . Для малых углов Ω и α можно написать выражение потока на единицу поверхности спая в виде ²⁾:

$$B_T \cdot 0,8\alpha^2 \cdot \frac{d^{1/2}}{a^2}.$$

На практике $\alpha_2\beta_2$ всегда значительно меньше, чем $\alpha_1\beta_1$, так что отношение $\frac{d^{1/2}}{a^2}$ очень близко к единице; таким образом предшествующее выражение можно заменить через $0,8B_T \cdot \alpha^2$.

Приведем несколько цифр, уточняющих смысл наших формул. Энергетическая яркость черного тела при абсолютной температуре T имеет значение (§ 29):

$$B_T = 1,8 \left(\frac{T}{1000} \right)^4 \frac{W}{\text{см}^2}.$$

При $T = 1000^\circ \text{K}$ найдем, что поток, падающий на единицу поверхности спая термоэлемента, равен $1,8 \Omega \frac{W}{\text{см}^2}$. При $\alpha = 0,1$ найдем, что мощность, получаемая единицей поверхности спая, равна $0,018 \frac{W}{\text{см}^2}$ ³⁾.

Такой мощности соответствуют слабые электродвижущие силы ⁴⁾, которые невозможно измерить с достаточной точностью посредством портативного гальванометра. Наоборот, такие электродвижущие силы легко измеряются при помощи специальных лабораторных гальванометров или специально устроенных потенциометров. Понятно, что можно

¹⁾ Обращаем внимание, что α — не телесный угол, но угол между крайними лучами. Соответствующий телесный угол равен

$$\frac{\pi}{4} \alpha^2 = 0,8 \alpha^2.$$

²⁾ См. примечание 5, стр. 209.

³⁾ При 2000°K она была бы равной $0,25 \text{ W}/\text{см}^2$.

⁴⁾ Порядка $0,1 \text{ mV}$. Следует при этом заметить, что принятое здесь значение $\alpha = 0,1$ для практики слишком велико и привело бы к необходимости располагать источниками больших размеров.

прибегнуть к такой установке, если желают обезопасить себя от ошибок, связанных с применением пирометра суммарной радиации. Мы отсылаем читателя к главе V (§ 47, 48 и 49), где указаны предосторожности, необходимые при подобных измерениях.

227. Пирометры с переменной наводкой (Фери). Геометрический ход лучей в пирометрах этого типа приведен на рис. 132 и 133.

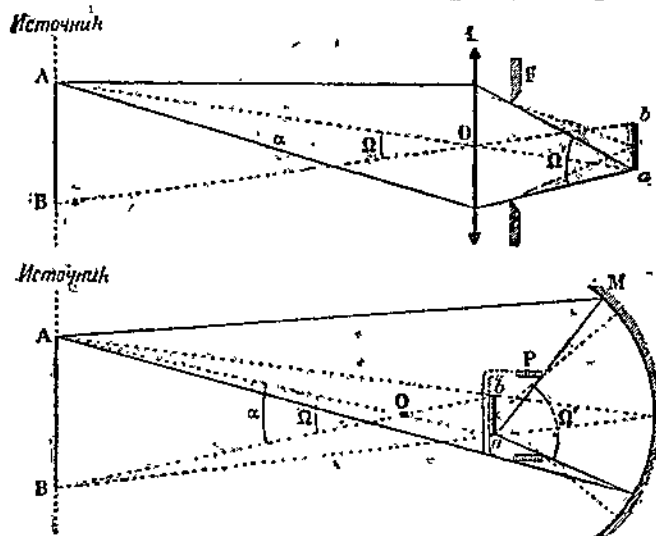


Рис. 132 и 133. Геометрический ход лучей в пирометре суммарной радиации с переменной наводкой, с линзой или зеркалом (Фери).

AB представляет полезную часть источника; ab — спай, поверхность которого равна σ . Поток Φ , получаемый единицей поверхности спаия, выражается через

$$\frac{\Phi}{\sigma} = B_T \Omega',$$

где Ω' представляет телесный угол, под которым видна из точек спаия полезная часть линзы L или зеркала M (P — диафрагма, ограничивающая твердое значение угла Ω').

Мы видели выше, что если не применять ни линзы, ни зеркала, то поток на единицу поверхности спаия имел бы значение $B_T \cdot \Omega$, где Ω представляет телесный угол, под которым видна полезная часть источника из какой-нибудь точки термоспая (§ 226). Таким образом добавление линзы или зеркала увеличивает чувствительность инструмента в отношении $\frac{\Omega'}{\Omega}$. Это отношение может принимать весьма заметное значение, если линза или зеркало достаточно светосильны, так что, например, диаметр отверстия может быть сделан равным фокусному расстоянию¹⁾. Для такой системы имеем $\Omega' = 1$, тогда как при $\alpha = 0,1$ (значение, принятое выше) получается: $\Omega = 0,01$.

1) Это имеет место в некоторых моделях пирометра Фери.

Таким образом мощность, получаемая термодомом, будет в 100 раз увеличена добавлением линзы или зеркала. Электродвижущие силы в рассматриваемом случае достигнут нескольких милливольт и могут быть измерены при помощи портативного гальванометра.

Отметим теперь же, что полезный диаметр приемника ab равняется произведению фокусного расстояния f пирометра на угол α между лучами, идущими от инструмента к краям полезной части источника.

В различных моделях, с которыми мы познакомимся ниже, α варьирует от $1/30$ до $1/10$. Для линзы или зеркала с фокусным расстоянием, равным 10 мм, эти углы соответствуют диаметрам приемника от 0,3 до 1 мм.

228. Пирометр с неподвижным фокусом (с постоянной паводкой) (Фостер, Броун, Тунинг). В аппаратах этого типа (модель Фостера и Броуна) спай приемника помещается в плоскости, сопря-

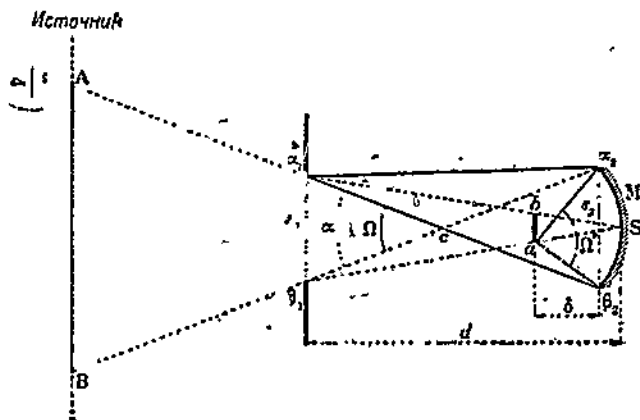


Рис. 134. Геометрический ход лучей в пирометре суммарной радиации с неподвижным фокусом (Фостер, Броун).

женной со входной диафрагмой $\alpha_1\beta_1$ инструмента по отношению к вогнутому зеркалу M (рис. 134). Все лучи, которые проходят через $\alpha_1\beta_1$ и попадают на зеркало, обязательно достигают спаи. Поток Φ , достигающий спаи, выражается через:

$$\Phi = B_T \frac{s_1 \cdot s_2}{d^2},$$

где s_1 и s_2 представляют поверхности диафрагмы $\alpha_1\beta_1$ и зеркала $\alpha_2\beta_2$.

Поток на единицу поверхности спаи может быть написан в виде:

$$\frac{\Phi}{\sigma} = B_T \cdot \frac{s_1}{\sigma} \cdot \frac{s_2}{d^2}.$$

Так как из треугольников с вершиной при S следует, что

$$\frac{s_1}{\sigma} = \frac{d^2}{3\sigma^2},$$

то

$$\frac{\Phi}{c} = B_1 \cdot \frac{s_2}{s_1^2} = B_T \cdot \Omega',$$

где Ω' опять-таки представляет телесный угол, под которым видно зеркало из какой-нибудь точки спая¹⁾.

Следует отметить, что предшествующее выражение не зависит от s_1 . Изменение $\alpha_1\beta_1$ (и, следовательно, ab) влияет только на размеры полезной части источника.

Принимая следующие средние значения: $d = 60$ см, $\delta = 2,5$ см, $\alpha_1\beta_1 = 2,5$ см, $\alpha_2\beta_2 = 2,5$ см, найдем для диаметра спая:

$$ab = \frac{2,5 \cdot 2,5}{60} \approx 0,1 \text{ см} = 1 \text{ мм.}$$

Точка c находится около середины инструмента, и угол α , под которым видна полезная часть источника, имеет значение около $1/12$.

Уменьшение $\alpha_1\beta_1$ уменьшило бы угол α , т. е. позволило бы использовать источники меньших размеров, но это привело бы к необходимости работать со спаями столь малых диаметров, при которых тепловые потери могли бы быть довольно значительными (§ 282).

И в этом случае применение зеркала с отверстием $f:1$ приводит к $\Omega = 1$ и к увеличению энергии, падающей на термоэлемент, приблизительно в 100 раз.

Если сравнить рис. 131 и 134 и формулы, дающие поток на единицу поверхности, то нетрудно видеть, что все происходит так, как если бы входная диафрагма $\alpha_1\beta_1$ действовала как источник, собственная яркость которого равна яркости B_T излучаемого источника. Заметим также, что так как спай ab оптически сопряжен с $\alpha_1\beta_1$, то наблюдения этого спая не дают никаких указаний ни на положение источника, ни на величину его изображения; поэтому в этих аппаратах контроль ориентировки аппарата и размеров источника должен выполняться иным способом¹⁾.

В модели Тунга лучи, прошедшие через две диафрагмы $\alpha_1\beta_1$ и $\alpha_2\beta_2$ (рис. 135), отражаются от внутренней поверхности полированного конуса K , около вершины которого расположен спай термоэлемента ab . Лучи, проходящие мимо спая, падают на сферическое зеркало M , которое отражает и концентрирует их вновь на спай, помещающемся вблизи центра M . В этом приборе поток, падающий на спай, есть поток, прошедший через $\alpha_2\beta_2$, т. е. равен $B_T \frac{s_1^2 s_2}{d^2}$, если пренебречь потерями при отражении. Если бы не было отражающих зеркал, то для

¹⁾ Приведенное выражение энергетической освещенности приемника является совершенно общим.

Для ориентировки аппарата некоторые модели снабжены пентаграммами, аналогичными выносокательным фотографических аппаратов. В других моделях довольствуются отсечиванием наощупь такого положения, при котором милливольтметр дает наибольшее отклонение.

того, чтобы иметь такой же угол α , нужно было бы поместить спай ab немного позади точки c , и полученный спаем поток равнялся бы

$$B_T \frac{s_1 \sigma}{\left(\frac{d^2}{4}\right)},$$

где σ — поверхность спаев. Благодаря зеркалу K чувствительность

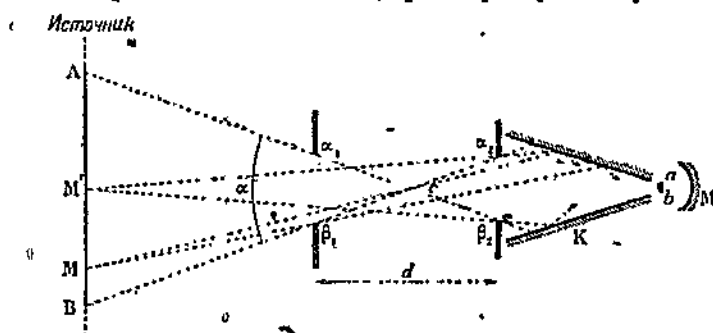


Рис. 135. Схема пирометра суммарной радиации с неподвижным фокусом (модель Тунига). α_1, β_1 — диафрагмы, ограничивающие пучок; K — отражающий корпус, концентрирующий лучи на спай ab ; M — полусферическое зеркало с центром в ab .

увеличивается в отношении $\frac{s_2}{4\sigma}$. Если диаметры α_1, β_1 и ab равны соответственно 20 и 1 мм, то предыдущее отношение равно 100.

229. Геометрические соотношения, которые должны выполняться для черного тела, визируемого пирометром суммарной радиации. Когда пирометр суммарной радиации наводится на внутрен-

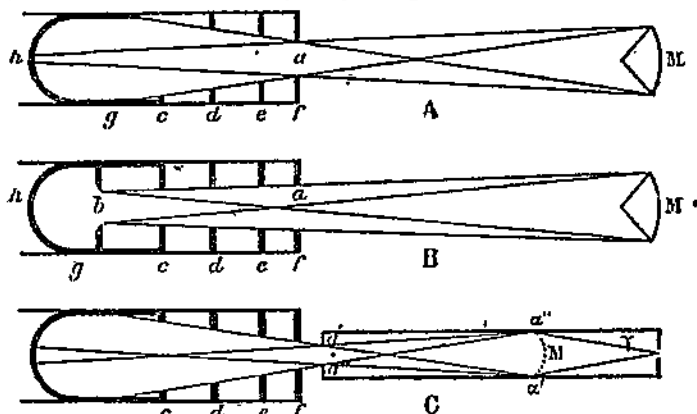


Рис. 136. Расположение диафрагм внутри излучающей оболочки, визируемой пирометром суммарной радиации.

ность излучающей оболочки, то необходимо, чтобы размеры оболочки и диафрагмы, ограничивающих пучок, были таковы, чтобы ни один из лучей, участвующих в образовании окончательного изображения, не был задержан последовательно расположенными диафрагмами.

Для пирометра с переменной наводкой можно принять размеры диафрагм, соответствующие одной из схем A или B (рис. 136). В схеме A на спай термоэлемента проектируют изображение выходной диафрагмы a излучающей оболочки. В схеме B , наоборот, пирометр наводится на внутреннюю диафрагму b . Диаметры, которые надо выбрать для остальных диафрагм, для этих двух случаев различны.

Для пирометра с постоянным фокусом пучок лучей $a'a'$, $a''a''$, ограниченный отверстием зеркала M (или конуса γ) и входной диафрагмой аппарата, не должен пресекаться ни с одной из дополнительных диафрагм. Таким образом приходим к расположению, указанному на схеме C .

230. Изучение и выбор оптической системы (линзы, зеркала), применяемой при осуществлении пирометра суммарной радиации. Важно установить, в каких пределах пирометр суммарной радиации допускает экстраполяцию, основанную на законе Стефана. Точно так же интересно знать, при каких условиях этот же инструмент пригоден для точных измерений суммарной испускательной способности нечерных тел.

Обозначим через α_λ коэффициент поглощения инструмента для радиации λ . Если речь идет об инструменте с зеркалом, то α_λ равно произведению коэффициента отражения зеркала ρ_λ на коэффициент абсорбции α_λ приемника, т. е. $\alpha_\lambda = \rho_\lambda \alpha_\lambda$. Для инструмента с линзой имеем: $\alpha_\lambda = \tau_\lambda \cdot \alpha_\lambda$, где τ_λ обозначает коэффициент пропускания линзы, а α_λ — коэффициент поглощения приемного слоя.

При наводке на два черных тела температуры T и T' энергии, воспринятые пирометром, выражаются соответственно через

$$\int b_{\lambda T}^\circ \alpha_\lambda d\lambda$$

и

$$\int b_{\lambda T'}^\circ \alpha_\lambda d\lambda;$$

суммарные же яркости наших черных тел равны соответственно:

$$\int b_{\lambda T}^\circ d\lambda$$

и

$$\int b_{\lambda T'}^\circ d\lambda.$$

Условие, при котором поглощенные энергии пропорциональны суммарным яркостям, напишется в виде:

$$\frac{\int b_{\lambda T}^\circ \alpha_\lambda d\lambda}{\int b_{\lambda T'}^\circ \alpha_\lambda d\lambda} = \frac{\int b_{\lambda T}^\circ d\lambda}{\int b_{\lambda T'}^\circ d\lambda}, \text{ или } \alpha_T = \alpha_{T'},$$

ибо каждая из написанных дробей представляет соответственно суммарные коэффициенты абсорбции α_T и $\alpha_{T'}$ радиации черного тела температур T и T' (§ 25).

Иными словами показания прибора будут в согласии с законом Стефана-Больцмана только в том случае, если коэффициент суммарной абсорбции инструмента не зависит от температуры излучающего черного тела.

С другой стороны, если пирометр наведен на нечерное тело истинной температуры T и он показывает кажущуюся температуру T' , то это означает, что суммарный поток, поглощаемый инструментом, таков же, какой поглощался бы при взирании черного тела температуры T' . Иначе говоря, можно написать:

$$\int b_{\lambda T} \varepsilon_{\lambda} a_{\lambda} d\lambda = \int b_{\lambda T'} a_{\lambda} d\lambda. \quad (s)$$

Суммарная испускательная способность ε нечерного тела (§ 96) определяется соотношением:

$$\varepsilon = \frac{\int b_{\lambda T} \varepsilon_{\lambda} d\lambda}{\int b_{\lambda T} d\lambda}.$$

Можно написать, что эта испускательная способность равна отношению суммарных яркостей черных тел при температуре T' и T , если выполнено следующее условие:

$$\int b_{\lambda T} \varepsilon_{\lambda} d\lambda = \int b_{\lambda T'} d\lambda.$$

Принимая во внимание соотношение (s), видим, что это условие выполняется только в том случае, когда a_{λ} не зависит от λ , иными словами, когда аппарат ведет себя как серое тело, т. е. не имеет избирательного поглощения.

Таким образом является существенным установить, в каких пределах суммарный коэффициент поглощения и монохроматические коэффициенты поглощения оказываются для данного инструмента постоянными.

Зачерненный приемник по своим свойствам достаточно близок к серому телу. a_{λ} меняется не больше чем на 0,5% при переходе от излучения черного тела при температуре 1000°С к излучению при температуре 2500°С (§ 48). Наоборот, коэффициент отражения от зеркала или коэффициент пропускания линзы заметно зависят от длины волны.

Что касается зеркал, пригодных служить для наших пирометров, то значение их коэффициентов отражения можно найти в табл. 6. В каждом случае можно вычислить коэффициент суммарного отражения такого зеркала для совокупности излучений, испускаемых черным телом данной температуры T . Подобное вычисление для случая золоченого зеркала было выполнено Бюргессом и Футом¹⁾, и результаты его приведены на рис. 137. До 2000°С зеркало ведет себя с доста-

¹⁾ Burgess and Foote, Bur. Stand. Bull., 12, 102, 1916. При составлении этой главы мы сделали некоторые очень важные заимствования из указанной работы Бюргесса и Фута, которая и поныне сохраняет полную актуальность.

точной точностью подобно серому телу. Не так обстоит дело при температурах более высоких, чем 2500°C , так что экстраполяция к 4000°C или 5000°C , основанная на применении закона Стефана-Больцмана, привела бы к грубо неверным цифрам.

При температуре, близкой к температуре солища, коэффициент отражения падает до 0,60, и необходимые поправки становятся очень большими и очень ненадежными. Вышло бы также рискованно применять инструмент для определения температуры нечерного тела выше 2000°C . Эти факты объясняются тем обстоятельством, что золото обладает полосой заметной прозрачности, начинающейся около $0,6\text{ }\mu$. С этой

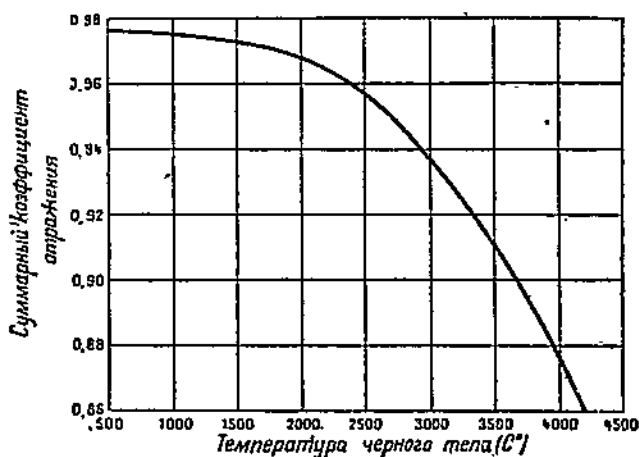


Рис. 137. Изменение суммарного коэффициента отражения позолоченного зеркала в функции температуры излучающего черного тела.

точки зрения посеребренное зеркало вело бы себя гораздо лучше. Но на практике, прежде всего, стремятся к большому постоянству инструмента. В этом отношении серебро, которое довольно быстро тускнеет, мало пригодно, и золото обладает преимуществом.

Для того чтобы обеспечить хорошее охлаждение зеркала, которое всегда нагревается под действием излучения источника и само начинает испускать по направлению к спаям, в настоящее время отказались от посеребренных или позолоченных стеклянных зеркал и делают зеркала металлические.

В конструкции пирометра Фери, изготавливаемой Компанией научных приборов (Кембридж), в настоящее время применяются зеркала из нержавеющей стали, которые изменяются чрезвычайно мало и сохраняют весьма продолжительное время очень постоянный коэффициент отражения.

Различные вещества, пригодные для изготовления объективов пирометрических трубок, по своим свойствам точно так же довольно далеки от серых тел: их коэффициент пропускания сильно меняется с длиной волны.

Кривая F рис. 138 представляет собою излучение черного тела при температуре 1000°K , пропущенное пластинкой флюорита толщиной в 1 см, который, как известно, наиболее прозрачен для инфракрасных лучей. Для этой температуры коэффициент суммарной пропускательности (§ 25) (отношение площади, ограниченной кривой пропускательности вещества, и площади кривой испускания черного тела без абсорбции) равняется приблизительно 0,89. Для 2000°K он равен приблизительно 0,98. Изменение очень заметное, достигающее почти 10% .

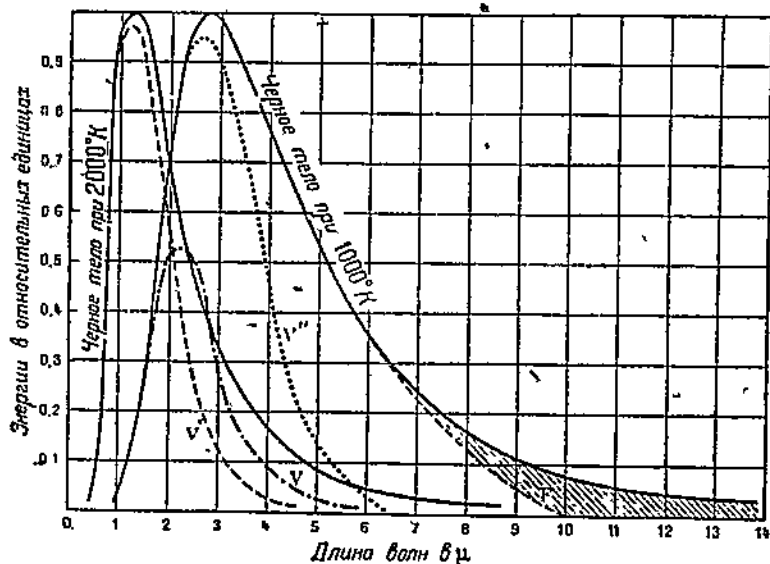


Рис. 138. Кривые энергии, пропущенной флюоритом и стеклом для излучения черного тела при температуре 1000 и 2000°K .

F — кривая, относящаяся к 1 см флюорита для 1000°K ; V — кривая, относящаяся к 1 см стекла для 1000°K ; V' — кривая, относящаяся к 1 см стекла для 2000°K ; V'' — кривая, относящаяся к 1 мм стекла для 1000°K .

Для стекла обычного состава изменение еще гораздо более значительное (кривые V и V'); для излучения черного тела температуры 1000°K коэффициент суммарной пропускательности 1 см стекла близок к 0,8. Для излучения в 2000°K он близок к 0,6. Кварц дает, примерно, такие же коэффициенты и не представляет заметных преимуществ по сравнению со стеклом. Отметим, впрочем, что пропускательность различных стекол в инфракрасной области очень различна, в зависимости от химического состава, и что следует искать стекла, обладающие наибольшей прозрачностью.

Отметим, наконец, еще одно важное затруднение, которое связано с употреблением пирометрических трубок. При работе с ними мы стремимся осуществить при помощи глаза видимое совпадение изображения источника со шкалой термометра. Если это совпадение выполняется для видимых лучей ¹⁾, то оно не имеет места для инфракрасных.

¹⁾ Как это бывает в случае зеркала.

Объектив из флюорита с фокусным расстоянием для видимых лучей в 20 см имеет для лучей $\lambda = 10 \mu$ фокусное расстояние, равное 23 см. Для кварца или стекла при переходе от видимого спектра к длинам волн в 4 μ фокусное расстояние меняется с 20 до 24 см. При помощи чертежа легко убедиться, что спай, точно покрываемый видимым изображением источника, даваемым стеклянной линзой, окажется расположенным таким образом, что значительная часть инфракрасных лучей с длиной волны 4 μ на него не попадет.

Предшествующие рассуждения показывают, что пирометрическая трубка есть довольно несовершенный инструмент, особенно, если она снабжена стеклянным объективом. Не может быть речи о применении ее для точных измерений температуры радиации или для тщательных экстраполяций. Мы увидим, кроме того, что подобные инструменты обладают значительным гистерезисом, объясняющимся сильной абсорбцией излучения линзами, которые нагреваются и начинают сами излучать по направлению к спаям.

231. Осуществление и исследование термоэлектрического столбика, соединенного с пирометром суммарной радиации. Измерение электродвижущей силы. Осуществление термостолбика. Точно так же, как при точных измерениях, о которых мы вкратце упоминали выше (§ 46), термоэлектрический столбик в принципе состоит из зачерненной приемной пластинки, припаянной к двум проводочкам, сделанным из различных металлов или сплавов, обладающих значительной термоэлектрической силой.

Для того чтобы уменьшить тепловую инерцию инструмента, необходимо применять возможно более тонкую приемную пластинку. Мы заимствуем из последних публикаций фирмы Сименса следующие цифры: приемная пластинка представляет собою листочек платины толщиной всего лишь 0,007 мм и диаметром от 2 до 3 мм, припаянный при помощи минимального количества серебряного припоя к двум проводочкам термопары, диаметр которых не превышает 0,03 мм¹⁾. При этих условиях можно иметь инструмент, который достигает своей окончательной температуры с ошибкой, не превосходящей 1/500 в 4—5 сек. Для того чтобы увеличить э. д. с. в приборах предназначенных для измерения довольно низких температур, можно сгруппировать последовательно много спаев, каждый из которых присоединен к приемной пластинке²⁾. Можно также, по предложению Гельда (мастерские Шовен и Ариу)³⁾, расположить приемную пластинку L (около 5 мм диаметром) непосредственно над нагреваемыми спаями S ; эти спаи числом до 50 помещаются на краю внутреннего круглого выреза, сделанного в тонкой (0,2—0,3 мм) пластинке слюды M ; спаи S' , остающиеся холодными, располагаются на внешнем крае слюдяного диска (рис. 139). Проводочки термопары (медь—константан) имеют диаметр около 0,08 мм;

1) Монтировку см. рис. 152.

2) В некоторых моделях Сименса помещают рядом две приемные пластинки, вырезанные в виде полукружков и расположенные друг около друга так, что они составляют круг; каждый из полукружков прикреплен к одному из двух горячих спаев термостолбика.

3) Французский патент 24977. Held, Rev. gén. électr., 27, 979, 1930.

вся система может быть заключена внутрь баллончика А. Электродвижущая сила всей термопары достигает 40 мВ.

Многие конструкторы помещают термостолбик внутрь маленького баллона, эвакуированного (для низких температур) ¹⁾ или наполненного газом (аргоном) и защищенного металлическим футляром, имеющим назначение задерживать излучение от тех частей источника, которые не действуют на принимающий спай (см. рис. 152). Такой баллончик удобен в качестве защиты для спая против пыли и загрязнений; однако он представляет и некоторые неудобства, о которых мы скажем ниже (§ 245)

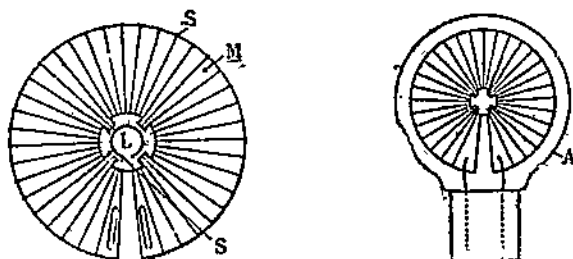


Рис. 139. Расположение горячих спаев S и холодных спаев S' в приемнике Гельда для пирометра суммарной радиации.

L — почерневшая приемная пластинка; M — поддерживающий диск из толстой слюды.

232. Температура приемника и обоснование условий, определяющих чувствительность. Нередко считают, что температура приемника в пирометре с суммарной радиацией никогда не может подняться сколько-нибудь высоко. Опыт показывает, однако, что температура эта может достигнуть и даже превзойти 250°C . Постараемся определить эту температуру при помощи вычисления. Предположим сперва, что приемник помещен в пустоту, и пренебрежем потерей тепла через проводочки термопары. Обозначим через T абсолютную температуру визируемого источника, через T_0 — температуру приемника и через θ — температуру окружающей среды. Энергия, полученная 1 см² приемника имеет значение (§ 8):

$$B_T \cdot \Omega \text{ или } \frac{c}{\pi} \Omega (T^4 - T_0^4),$$

если предположить, что коэффициент пропускания оптической системы равен единице. Предположим, что обе поверхности приемника почернены ²⁾; энергия, теряемая каждым квадратным сантиметром приемника, выразится через $2\sigma(T_0^4 - \theta^4)$, так что при равновесии имеем окончательно:

$$\Omega (T^4 - T_0^4) = 2\pi (T_0^4 - \theta^4).$$

Примем для Ω среднее значение, равное 0,1 (аппарат, изображенный на рис. 152), и выполним вычисление для $T = 2000^\circ\text{K}$ ($\theta = 300^\circ\text{K}$), пренебрегая в первом члене T_0^4 по сравнению с T^4 .

¹⁾ Эвакуирование баллона увеличивает чувствительность в 2—3 раза по сравнению с тем же приемником, помещенным в газовую атмосферу.

²⁾ Получается заметный выгиб, если почернена только поверхность, обращенная к источнику. Однако, если задняя поверхность вначале была полированной, то можно следить, чтобы с течением времени металл не изменялся, ибо это может заметно повлиять на показания прибора.

В таком случае найдем:

$$T_0^4 - \theta^4 = \frac{\Omega}{2\pi} T^4 = \frac{T^4}{64},$$

откуда выводим $T_0 = 700^\circ \text{K} \approx 400^\circ \text{C}$.

Опыт показывает, что для аппарата, рассмотренного в этом примере, $T_0 = 250^\circ \text{C}$. Разница объясняется отчасти тем, что мы приняли коэффициент пропускаемости объектива равным единице и пренебрегли тепловой проводимостью проволочек термопары. Попытаемся установить значение этих тепловых потерь опять-таки для случая аппарата со следующими значениями постоянных: диаметр приемной пластинки 3 мм, диаметр нити 0,03 мм, теплопроводность нити около 0,2, длина нити — 5 мм. Для $T_0 = 500^\circ \text{K}$ потеря энергии пластинкой благодаря излучению составляет приблизительно 0,05 эрга в секунду (0,05 W); потеря вследствие теплопроводности около 0,01 W. Если мы предположим, кроме того, что столбик помещается в газовой атмосфере, то потери через конвекцию будут того же порядка, как и вследствие излучения, так что можно, как это мы сделали выше (§ 226), принять, по крайней мере для приемной пластинки довольно больших размеров, что потери вследствие теплопроводности проволочек можно пренебречь. Вследствие этого температура, принимаемая пластинкой, не зависит от ее поверхности, если все остальные условия сохраняются неизменными. В этих условиях чувствительность максимальная; она заметно уменьшается, если взята слишком толстая проволочка для термопары или если приемная пластинка была выбрана слишком малой.

Ограничиваясь случаями, когда $T_0 - \theta$ остается небольшим, можем написать:

$$T_0 - \theta = \frac{K \cdot s}{k \cdot s + c},$$

где s обозначает поверхность приемной пластинки, c — фактор теплопроводности проволочек термопары, k — постоянную излучения пластинки, K — энергию, получаемую единицей поверхности. Из формулы видно, что с того момента, когда член теплопроводности становится малым, чувствительность делается максимальной и постоянной; она уменьшается вдвое, когда потери через теплопроводность становятся равными потерям вследствие излучения и конвекции.

Повидимому, ввиду малой чувствительности переносных инструментов для измерения электродвижущих сил различные конструкции стремятся достичь условий, при которых осуществляется наибольшая разность температур ($T_0 - \theta$), и вынуждены поэтому делать приемную пластинку довольно большой. Следствием этого являются (рис. 132 и 133) большие размеры видимого участка источника.

233. Измерение э. д. с. на концах термопары. Различные термопары, применяемые в практике пирометров суммарной радиации, имеют э. д. с. около 0,05 mV на градус. Для инструментов, в которых температура горячего спая может доходить до 200°C и больше (различные технические варианты пирометра Фери), это приводит к электродвижущим силам порядка 10—12 mV. В приборах типа Туинга, наобо-

рот, температура приемника не превосходит 60°C , и измеряемая э. д. с. достигает всего лишь 1—2 мВ.

При всех измерениях, претендующих на большую точность, прибегают к потенциометру. Если э. д. с. малы, то надо выбрать такой тип потенциометра, в котором, по возможности, устранены всевозможные паразитные э. д. с. Удобно иметь в цепи переключатель, позволяющий обращать потенциометрический ток и измеряемую э. д. с.; однако такой переключатель должен быть очень хорошо сконструирован, с тем чтобы он сам не вводил паразитных э. д. с. Потенциометрическая установка представляет то преимущество, что она полностью исключает сопротивление различных частей контура (термопары, подводящих проводов) и совершенно нечувствительна к изменениям внешней температуры.

В повседневной практике применяют милливольтметры с рамочной на осях и подводящими спиральными пружинками. Подобные аппараты должны быть очень хорошо экранированы по отношению к изменению внешней температуры. Сверх того, нетрудно видеть, что они должны иметь большое сопротивление по сравнению с сопротивлением термопары и соединительных проводов; проблема ставится в этом случае так же, как, например, при измерении температуры посредством пары, платина—родистая платина; действительно, необходимо, чтобы возможные изменения сопротивления измерительного контура (пара и соединительные провода) под действием, например, внешней температуры были малы по отношению к полному сопротивлению контура (пара и милливольтметр).

В случае пирометра суммарной радиации, термопара, особенно если она сделана из очень тонких проволочек (0,03 мм, например), представляет наиболее важную часть сопротивления контура, внешнего по отношению к милливольтметру. Ее сопротивление, однако, все же редко превосходит $3\ \Omega$; при изменении внешней температуры градусов на 10 соответствующее изменение сопротивления термопары остается не больше 0,12¹⁾.

Милливольтметр с внутренним сопротивлением около $100\ \Omega$ будет, следовательно, давать показания, изменения которых не превысят 0,001; при внутреннем сопротивлении милливольтметра в $10\ \Omega$ ошибка может достигать 0,01. Предшествующие цифры показывают, что в некоторых случаях представляется полезным окружить аппарат оболочкой, по которой циркулирует вода, как это делают некоторые конструкторы²⁾. Само собой разумеется, что изменение внешней температуры не оказывает никакого влияния на э. д. с. термопары, ибо холодный и горячий спаи ее испытывают практически совершенно одинаковое влияние внешней температуры.

234. Закон изменения э. д. с. пирометра суммарной радиации в функции температуры источника. Мы предположим, что размеры источника и его расстояния до пирометра остаются неизменными, и меняется только температура T источника (черное тело). В следую-

¹⁾ Это изменение было бы гораздо больше для пирометра, приведенного с близкого расстояния на стенку индустриальной печи.

²⁾ Например, Карпантиа во Франции.

шем параграфе мы специально рассмотрим влияние двух первых факторов, равно как и влияние абсорбции в атмосфере.

Если применяется простая схема, указанная выше (§ 47 и 226), без участия каких-либо отражающих и преломляющих систем, и если, кроме того, мы предположим, что почерненная приемная пластинка обладает коэффициентом абсорбции, равным единице, для всех длин волн, и если, наконец, T_0 остается мало отличным от θ , то мы имеем следующее соотношение:

$$T_0 - \theta = A(T^3 - T_0^3), \quad (t)$$

которое выполняется очень точно, причем A остается постоянным. Если, кроме того, э. д. с. e примененной термопары строго пропорциональна разности $T_0 - \theta$, то потенциометр даст значение e , строго пропорциональное $T^3 - T_0^3$.

На практике в случае пирометра суммарной радиации мы значительно отклоняемся от условий, указанных выше. С одной стороны, оптическая система имеет коэффициент суммарной пропускания, который значительно изменяется вместе с T (§ 230); с другой стороны, в большей части инструментов T_0 принимает очень заметные значения, которые возрастают вместе с T . Из этого последнего обстоятельства следует, что простой закон, принятый нами для охлаждения горячего спаи, не соблюдается более.

Полное выражение, представляющее равенство между энергией, принятой и отданной горячим спаем, может быть написано в виде:

$$\begin{aligned} \alpha_T \cdot A (T^3 - T_0^3) &= a (T_0^4 - \theta^4) + b (T_0 - \theta) = \\ &= (T_0 - \theta) [a (T_0^3 + T_0^2\theta + T_0\theta^2 + \theta^3) + b], \end{aligned}$$

где α_T представляет суммарный коэффициент абсорбции инструмента для радиации черного тела температуры T , A — постоянный коэффициент, зависящий от геометрических размеров инструмента, a — коэффициент, определяющий излучение горячего спаи, b — коэффициент, определяющий теплопроводность и конвекцию.

Электродвижущая сила e , даваемая термоэлектрической парой, выразится на основании предыдущего формулой:

$$e = \frac{\alpha_T' A' (T^3 - T_0^3)}{b + a\theta^3 \left[\left(\frac{T_0}{\theta} \right)^3 + \left(\frac{T_0}{\theta} \right)^2 + \left(\frac{T_0}{\theta} \right) + 1 \right]}.$$

Даже если α_T сохраняло бы значение, не зависящее от T , все же e подчиняется формуле вида (t) только при измерениях, в которых T_0 остается мало отличающимся от θ ; действительно, член в скобках, стоящий в знаменателе формулы (u), изменяется от 4 до 10^4 , когда T_0 меняется от 300 до 500° К (при изменении T от 300 до 2000° К, приблизительно).

4) Впадение этого применения тем больше, чем меньше b ; другими словами, отклонения должны быть больше для приемника больших размеров, помещенного в пустоту.

Для обычного пирометра, различные части которого (диафрагмы, линза или зеркало, стенки) нагреваются тем больше, чем выше T , и сами излучают по направлению к горячему снаю, это обстоятельство добавляет новую причину, вызывающую отклонение от простого закона. Заметим, впрочем, что эта последняя причина действует в направлении, обратном предыдущей: она стремится при возрастании T увеличить e , тогда как член в скобках в формуле (и), возрастая вместе с T , ведет к уменьшению e . Таким образом имеет место частичная компенсация обеих причин, вызывающих отклонение.

Прибавим, наконец, что применяемые пары не обнаруживают вообще строгой пропорциональности между э. д. с. и $(T_0 - \theta)$; однако в большинстве случаев отклонения, вызванные этим обстоятельством, мало заметны.

Из всего вышеизложенного следует, что пирометр суммарной радиации, в противоположность утверждениям некоторых авторов, не подчиняется закону T^4 .

Опыт показывает, однако, что изменение e в функции T может с очень большим приближением выражаться соотношением вида:

$$e = a (T^b - T_0^b), \quad (v)$$

где b — показатель, постоянный для каждого инструмента. Действительно, из опыта следует, что в пределах, при которых T_0^b мало по сравнению с T^b , кривая градуировки в логарифмических координатах (т. е. $\log e$ в функции $\log T$) оказывается прямой линией, наклон которой дает значение b (рис. 141).

При переходе от одного инструмента к другому b может изменяться от 3,5 до 4,5¹⁾, и ошибки, которые появились бы в результате экстраполяции, предполагающей показатель b равным 4, могли бы быть очень значительными.

Градуировка пирометра суммарной радиации.

235. Градуировка путем наводки на черное тело известной температуры. Градуировку пирометра суммарной радиации можно выполнить так же, как это делается для монохроматического пирометра (§ 191), наводя инструмент на оболочку, нагреваемую электрически и удовлетворяющую условиям черного тела, температура которой определена при помощи термоэлектрической пары, эталонированной соответствующим образом. В этом случае, однако, осуществление черного тела более затруднительно ввиду необходимости проделать большое выходное отверстие в излучающей оболочке.

Мы приведем указания, даваемые Бюргессом и Футом относительно печи, работающей в Бюро стандартов (рис. 140).

Печь с платиновой обмоткой типа Герьеу (§ 164) с центральной трубой, внутренний диаметр которой равен 8 см, а длиной — 60 см. Внутри этой печи расположен графитовый вкладыш D , дно которого

¹⁾ Burgess and Foote, Bur. Stand. Bull., 12, 133, 1915.

расположено на 20 см от конца печи *Е*; этот вкладыш длиной около 16 см снабжен тремя диафрагмами из графита; другие диафрагмы *В* и *С* из фарфора, помещающиеся перед вкладышем, ограничивают пучок, способствуют осуществлению условий черного тела и стесняют доступ воздуха в печь. Относительно геометрических условий, которым должны удовлетворять положение пирометра *А* и различные диафрагмы, см. § 229. Пирометр наведен на зону *Д*, изображение источника должно, конечно, полностью покрывать приемную пластинку горячего спала.

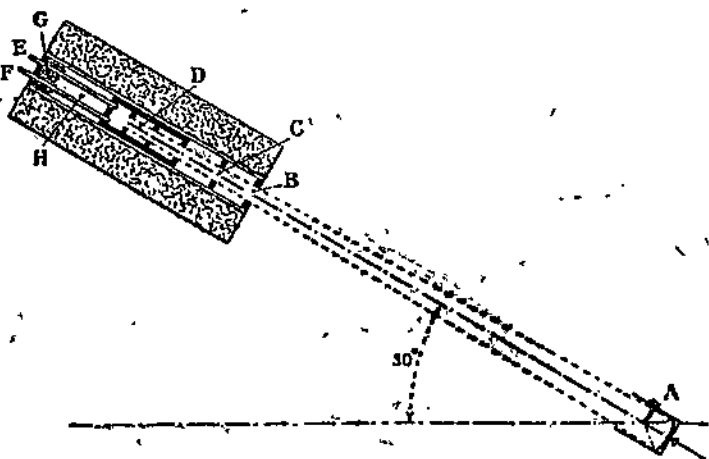


Рис. 140. Расположение печи для градуировки пирометров суммарной радиации.

Температура указывается одной или двумя термоэлектрическими парами *Е* и *Р* (*Pt*, *Pt* + *Rh*) защищенными трубками из марквардского фарфора, непроницаемыми для газа и проходящими сквозь дно графитового вкладыша.

Дно печи тщательно закрыто огнеупорными пластинками, между которыми набита асбестовая вата, с целью совершенно избежать циркуляции воздуха в печи; с той же целью печи придают наклон около 30° относительно горизонтали.

Ввиду большой теплопроводности графита внутри вкладыша обеспечивается однородность температуры с точностью около 5° на протяжении 10 см; можно увеличить однородность температуры, добавляя в передней части печи, в центральной трубе, дополнительную платиновую обмотку, питаемую током подходящей силы (§ 161). Применение графита представляет, вообще говоря, некоторые неудобства; он изменяет постепенно центральную трубу печи и защитные трубки, в которых заключены термодары, особенно при высоких температурах; он вводит, наконец, в печь атмосферу CO и CO_2 , которые рискуют значительно исказить показания инструмента.

Представляло бы преимущество заменить графитовый вкладыш фарфоровой оболочкой, образованной диафрагмами с подходящими отверстиями и расположенными подходящим образом. Рассуждений, которые

мы приводили в связи с вопросом о монохроматическом пирометре (§ 158 и 159), можно было бы повторить и здесь и прити к заключению, что при наличии диафрагм необходимых размеров¹⁾ условия черного тела были бы реализованы лишь довольно несовершенным образом, по крайней мере, для печи, внутренний диаметр которой был бы меньше 12 см и в которой не осуществлялась бы однородность температуры минимум на протяжении 20 см.

Для очень высоких температур единственным решением будет печь с угольной трубой (§ 163), диаметр которой должен быть довольно велик. Температура печи может быть измерена при помощи пирометра с исчезающей нитью.

236. Градуировка путем сравнения с другим пирометром суммарной радиации, предварительно эталонированным. Градуировка при помощи черного тела всегда связана с большой затратой времени; кроме того, если не работать с печью очень большого диаметра, она пригодна только для пирометров с небольшим углом α (§ 226).

Если имеется под руками пирометр суммарной радиации, предварительно проэталонированный, то можно сравнить с ним другой инструмент, наводя их одновременно на однородный источник, температуру которого можно менять. Если инструменты принадлежат к одному и тому же типу, а источник не дает узко избирательного излучения, то показания могут быть сравнимы между собою.

Опираясь на рассуждения, аналогичные тем, которые мы приводили выше (§ 230), мы могли бы без труда показать, что такое сравнение будет вполне строгим, только если оба инструмента обладают монохроматическими коэффициентами поглощения α_λ и α'_λ , отношение которых $\alpha_\lambda/\alpha'_\lambda$ не зависит от длины волны. Это, очевидно, справедливо для инструментов одного типа и заведомо не выполняется при сравнении пирометра с линзой и пирометра с зеркалом.

В качестве источника Бюргесс и Фут предложили пользоваться пластинкой никеля 17 см длины, 13 см ширины, и 0,015 см толщины, нагреваемой током на воздухе. Требуется 1500 А для того, чтобы довести такую пластинку до температуры 1300° С. При 1200° С она даёт температуру однородную с точностью до 2° на поверхности 12 см диаметром²⁾. Нагреваемая некоторое время на воздухе такая пластинка покрывается слоем окиси никеля (NiO), очень прочным, если только следить за тем, чтобы охлаждение от 500° С до обычной температуры происходило не слишком быстро.

Сравнение этого метода с методом наводки на черное тело было выполнено Бюргессом и Футом, которые нашли превосходное согласие для пирометра Фери с зеркалом и для пирометра Фостера; расхождения не превосходили 4° и не носили никакого систематического характера.

1) 4 см для пирометра с углом $\alpha = 1/25$, расположенного на расстоянии 1 м.

2) Вследствие конвекционных токов центр зоны равномерной температуры при вертикальном положении такой пластинки приходится на 9,5 см от нижнего и на 7,5 см от верхнего края пластинки.

237. Результаты. На рис. 141 приведены две градуировочные прямые пирометра Ферри с зеркалом, из которых одна относится к прибору, перед которым помещалась диафрагма в виде сектора, а другая — к прибору без диафрагмы.

Кривые получены по первому из изложенных выше методов и нанесены в логарифмических координатах между 750 и 1600° K; в этих пределах они строго прямолинейны, за исключением низких температур, где наблюдаемые точки (кружки) располагаются несколько выше прямой. Эта особенность объясняется легко; она связана с тем обстоятельством, что в выражении (v) можно пренебречь T_0 , пока T значительно; при T , меньшем 850° K, такое пренебрежение не достаточно точно.

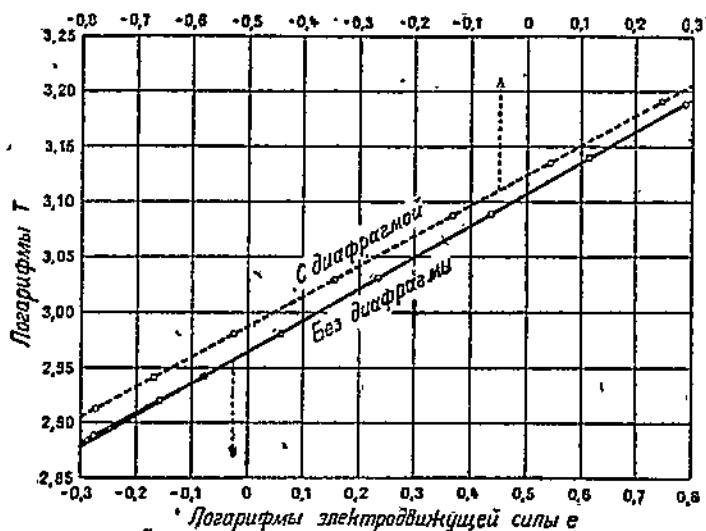


Рис 141. Кривые градуировки пирометра суммарной радиации.

T — температура визируемого черного тела; e — электродвижущая сила, даваемая инструментом,

Обращает на себя внимание, что прямые, соответствующие пирометрам с диафрагмой и без нее, не параллельны между собой. Этот факт имеет общее значение, и опыт показывает, что при наличии диафрагмы всегда получается большее значение показателя b . Особенность эта легко объясняется, если припомнить рассуждения, которые мы приводили выше [§ 234 формула (u)]: при прочих равных условиях температура горячего спая T_0 в случае наличия диафрагмы несколько ниже; член в скобках меняется гораздо меньше при возрастании T , вследствие чего показатель при T должен быть больше по сравнению с показателем, соответствующим отсутствию диафрагмы.

238. Экстраполяция за пределы температуры, даваемой печью, служащей для градуировки. На практике предпочтительно продолжать возможно дальше к высоким температурам прямую градуировку пирометра суммарной радиации (с диафрагмой или без

пее) при помощи черного тела и высокой температуры (почь с угольной трубой), которая может быть измерена при помощи пирометра с исчезающей нитью. Однако это может быть осуществлено лишь ценой больших трудностей: так как размеры печи должны быть велики, то необходимые токи достигают при высоких температурах очень больших значений.

За пределами температуры, даваемой печью, можно экстраполировать, продолжая логарифмические прямые, вычерченные в пределах, непосредственно наблюдаемых. Если, как это имеет место обычно, дело касается пирометра, снабженного диафрагмой, то прямая, которую нужно продолжать, должна, конечно, также относиться к пирометру с диафрагмой. Обычно проведение прямой делается с недостаточной большой точностью, если располагают значениями э. д. с. с измеренными посредством милливольтметра, соединенного с прибором. Для того чтобы иметь экспериментальные точки на возможно большем протяжении, важно сделать измерения при помощи потенциометра, перевести затем экстраполированные графически значения e на шкалу милливольтметра.

Существенно отметить, что такие экстраполяции оправдываются только в пределах, в которых коэффициент абсорбции инструмента меняется мало или, по крайней мере, не подвергается при возрастании температуры T заметному изменению в своем ходе. Мы уже имели случай отметить, что это не имеет места, например, с золоченым зеркалом при температурах, достигающих 4000°C и больше.

Влияние размеров источника и расстояния его на показания пирометра суммарной радиации.

239. Пирометр с переменной наводкой (Фери). Теория, развитая раньше (§ 8), приводит к заключению, что показания такого пирометра не должны зависеть ни от расстояния, ни от размеров источника при условии, что изображение источника полностью покрывает приемник инструмента.

На практике это заключение далеко не выполняется. Мы исследуем вопрос, считая переменным размеры изображения источника. Действительно, систематические опыты, предпринятые Бюргессом и Футом, доказали, что показания прибора остаются одними и теми же, меняется ли расстояние до источника или размеры источника, лишь бы диаметр изображения оставался неизменным. Иными словами, для результатов, с которыми мы сейчас познакомимся, абсорбция в атмосфере играет ничтожную роль.

Для этих исследований Бюргесс и Фут применяли широкую пластинку оксидированного никеля, нагреваемую электрическим током (§ 286), перед которой можно было перемещать набор из пяти диафрагм, с диаметрами от 2 до 12 см, охлаждаемых обтекающей их водой (рис. 142). Метки позволяли быстро заменять одну диафрагму другой. Для быстрого изменения расстояния пирометра до источника инструмент был смонтирован на фотометрической скамье, ползушка которой была установлена таким образом, что изображение источника всегда

центрировалось на горячий спай пирометра. Расстояние от пирометра до источника могло меняться от 70 до 300 см.

Опыт показал, что во всех случаях показания пирометра возрастают по мере увеличения диаметра изображения.

Результаты приведены на рис. 143. Хотя, применяли в каждом из исследованных виструментов имел только 0,15 см в диаметре, тем не менее в. д. с. росла заметным образом по мере того, как изображение источника увеличивалось от 0,15 до 1 см. Пирометр P_1 давал для в. д. с. расхождение в 2%, если градуировка производилась при размерах изображения в 1 и 0,4 см; расхождение достигало 11%, при изменении размеров изображения от 1 до 0,2 см. Для пирометра P_2 в тех же условиях расхождения были соответственно 2 и 18%.

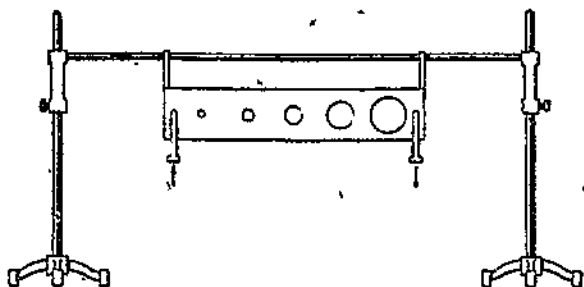


Рис. 142. Диафрагмы, охлаждаемые проточной водой, осуществляющие источники разных размеров.

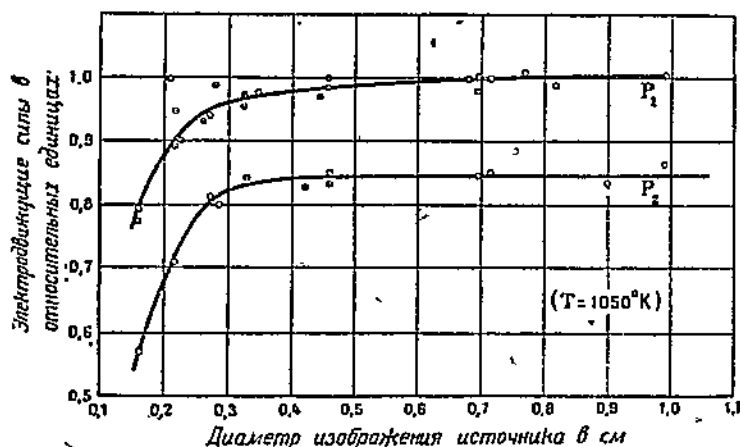


Рис. 143. Изменение электродвижущей силы пирометра Ферри с зеркалом в функции диаметра изображения источника.

От ошибок в в. д. с. нетрудно перейти к соответствующим ошибкам в температурах. Так как e существенно пропорционально T^3 , то

$$\frac{de}{e} = 4 \frac{dT}{T}.$$

Для $T = 1050^\circ \text{K}$ — температура, к которой относятся приведенные

выше кривые, — ошибки в температурах достигают для обоих инструментов 3 и 4,5%, т. е. 30° и 45°.

Наблюдаемые расхождения объясняются тем, что часть изображений источника, не помещающаяся на спай термоэлемента, задерживается окружающими твердыми стенками, эти стенки нагреваются и, в свою очередь, излучают по направлению к спаю, увеличивая таким образом показания инструмента и притом тем больше, чем больший диаметр имеет изображение.

В пирометре P_1 маленькая металлическая диафрагма, помещенная перед спаем, останавливала лучи, не попадающие на спай; в пирометре P_2 два наклонных металлических зеркала, служащих для наводки на фокус, играли в тоже время роль диафрагмы. Другой инструмент, в котором зеркала были сделаны из посеребренного стекла, обнаруживал еще гораздо большие расхождения, чем предшествующие приборы. Объяснение заключается в том, что стекло, будучи дурным проводником тепла, нагревается значительно больше чем металл, помещенный в том же месте.

Те же рассуждения применимы к пирометру типа Ферри с линзой. В модели, построенной фирмой Сименс (рис. 152), металлический защитный чехол, в котором помещается баллончик с термоэлементом, играет роль диафрагмы; его нагревания достаточно, чтобы привести к отклонениям, превосходящим 10°, при изменении расстояния от инструмента до источника с 30 до 100 см. Без наличия защитного футляра стеклянные стенки баллончика нагревались бы еще больше, и ошибки были бы еще значительнее.

Вообще в указанном типе приборов, равно как и в том, к описанию которого мы сейчас перейдем, нужно стремиться, чтобы как можно меньше твердых частей находилось в непосредственной близости к нагреваемому спаю термоэлемента.

Для избежания указанных причин ошибок рационально следить, чтобы при точных измерениях всегда сохранялись одни и те же размеры изображения источника, т. е. при всех размерах источника располагать прибор на таком расстоянии, чтобы изображение источника имело такой же самый диаметр, как и при градуировке.

Для того чтобы компенсировать эффект, вызванный увеличением расстояния до источника, было предложено также устранить из инструмента неподвижную диафрагму, которая ограничивает постоянное значение угла лучей, падающих на спай.

Действительно, при увеличении расстояния до источника мы должны уменьшить выдвижение объектива пирометра для того, чтобы сохранить резкую наводку изображения источника на приемник; благодаря этому при устраненной диафрагме угол Ω' конуса лучей, падающих на спай (§ 132 и 133), увеличивается, и это приводит к более или менее полной компенсации уменьшения показаний инструмента, связанного с тем, что изображение источника становится меньше.

Эта компенсация может быть выполнена для известного диапазона расстояний¹⁾. Однако и с такими инструментами при точных измере-

¹⁾ Philpot, J. Sc Instr., 3, 36, 1926.

ниях все же необходимо пользоваться источниками, диаметр которых остается всегда одним и тем же.

240. Пирометры с постоянной наводкой. В этих инструментах, как мы видели, роль источника играет входная диафрагма; ее изобра-

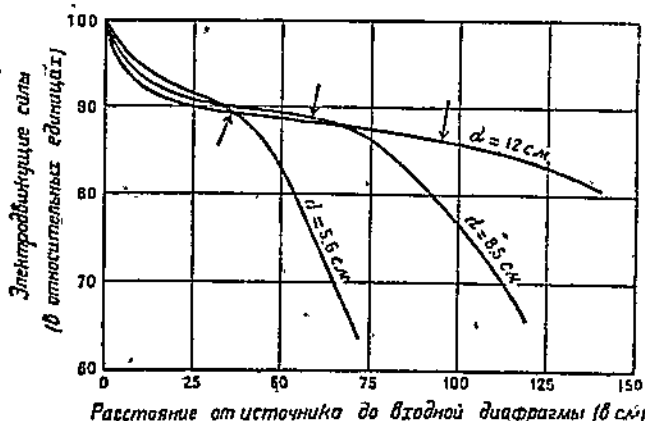


Рис. 144. Электродвижущая сила на борнах пирометра Фостера в функции расстояния до источника

(d — диаметр источника; стрелки указывают, начиная с какого расстояния диаметр источника недостаточен).

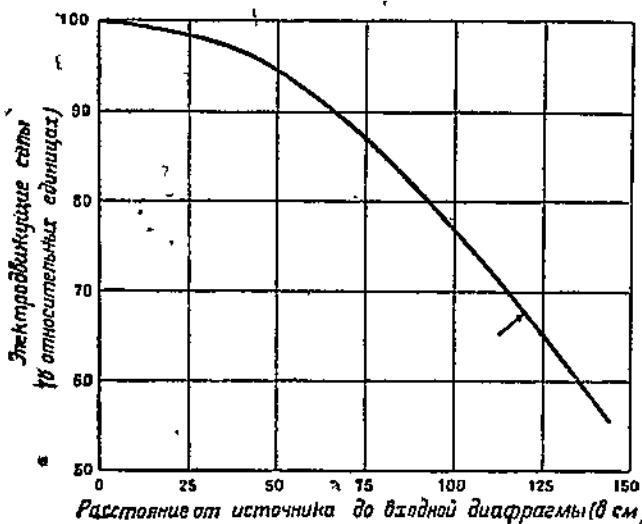


Рис. 145. Электродвижущая сила на борнах пирометра Бруна в функции расстояния до источника.

(Стрелка указывает, начиная с какого расстояния диаметр источника недостаточен.)

жение отбрасывается на нагревающийся спай и размеры его остаются, конечно, постоянными, независимо от расстояния до источника.

Показания аппарата не должны зависеть от этого расстояния, если только источник имеет диаметр, не меньший того, который требуется по геометрическим данным инструмента (§ 228).

На практике это не так; диафрагмы и стенки трубы аппарата нагреваются тем больше, чем большие размеры имеет источник. Их излучение к горячему спая возрастает вместе с этими размерами; то же имеет место и для лучей, отраженных внутренними стенками трубы. Результаты, относящиеся к аппаратам обычной конструкции, представлены на рис. 144, 145 и 146. Наблюдения производились в течение короткого времени; результаты были бы несколько иными и изменения были бы еще более значительными, если бы инструмент выдерживался в течение более продолжительного времени под действием излучения источника (§ 246). Для того чтобы избежать указанной причины оши-

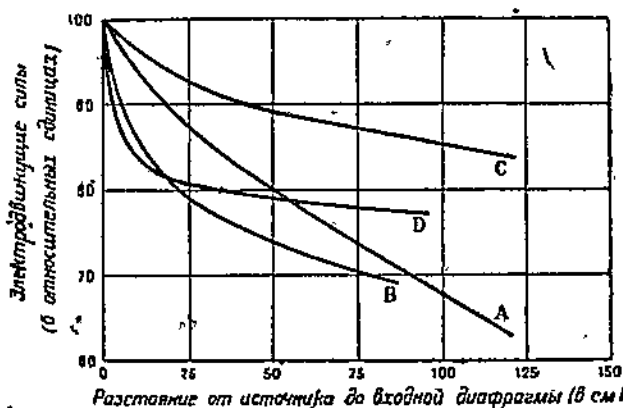


Рис. 146. Электр движущая сила на борках пирометра Туннга в функции расстояния до источника.

A — обыкновенный пирометр; B — тот же пирометр с водяным охлаждением; C — тот же пирометр с охлаждением и почерпнутый панурой; D — пирометр с вентиляцией.

бок, надлежит вести наблюдения для пирометра Фостера, например, таким образом, чтобы оставаться в зоне, соответствующей, возможно малому наклону кривых, приведенных на указанных рисунках (приблизительно на расстоянии, равном 7—8-кратному диаметру источника). Вообще говоря, всегда выгодно охлаждать инструмент (стенки и входную диафрагму) и вычернить его изнутри, чтобы уменьшить отражение; диафрагмы надлежит делать из металла, хорошо проводящего тепло (медь) и большой толщины, чтобы возможно быстро удалять тепло, поглощенное этими диафрагмами. Соблюдение этих условий ведет к выигрышу еще в одном отношении: получается инструмент, показания которого практически не зависят от продолжительности экспозиции его излучению источника. Лучшим инструментом с указанной точки зрения является пирометр Туннга с вентиляцией (рис. 154), показания которого приведены на кривой D рис. 146. Начиная с расстояния 25 см, изменения э. д. с. этого инструмента не превосходят

2%, а изменения указываемой им температуры — 0,5%; можно еще улучшить инструмент, снабжая его входную диафрагму охладителем из проточной воды. Своими преимуществами аппарат Туннга обязан уничтожению поперечных стенок, которые отражают значительное количество излучения; другим его достоинством является также охлаждение диафрагм воздухом, свободно циркулирующим между ними.

241. Инерция и гистерезис пирометров с термоэлектрической парой. Рис. 147 дает типичные кривые, представляющие изменение показаний пирометра с термопарой в функции времени. Вообще говоря, кривые имеют

вид *A* или *B*, т. е. максимальная температура достигается по истечении более или менее продолжительного времени, зависящего, с одной стороны, от тепловой инерции спаев, с другой — от тепловой инерции различных частей инструмента (диафрагмы, зеркало, линза), способных, со своей стороны, излучать по направлению к нагреваемому спаю. Тепловая инерция спаев может быть сведена к нескольким секундам (4—5), если брать приемник очень тонким в

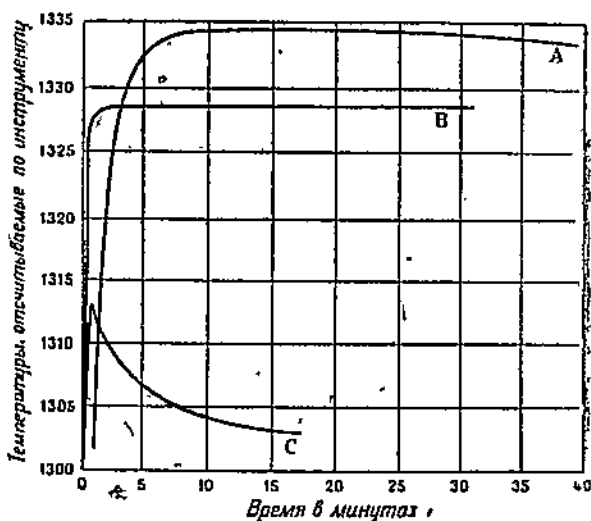


Рис. 147. Типичные кривые, дающие изменение показаний различных пирометров суммарной радиации в функции времени.

употреблять проволоочки термопары очень малого диаметра (§ 231). Инерция других частей аппарата может быть значительно больше; она играет роль, аналогичную той, о которой шла речь в связи с влиянием размеров и расстояния источника. И в этом случае также представляет большое преимущество применение металлических диафрагм большой толщины, припаянных к наружной трубе, и охлаждение инструмента проточной водой; следует также отдать предпочтение зеркалам, сделанным сплошь из металла (§ 230).

Кривая *C* встречается только в исключительных случаях; очень заметное уменьшение температуры после достижения максимума объясняется постепенным нагреванием холодного спаев вследствие теплопроводности проволоочек пары или благодаря нагреванию и теплопроводности стенок и подставок, близких к холодному спаю. Можно уменьшить и даже вполне уничтожить этот вторичный эффект, применяя проволоочки термопары очень малого диаметра и помещая подходящим образом холодный спай, хорошо защитив его от прямых лучей, идущих от источника.

Тепловая инерция, которую мы только что отметили, влечет за собою, как нетрудно понять, и явление гистерезиса, заметное всякий раз, когда в силу тех или иных причин показания прибора меняются с течением времени (например, вследствие изменения температуры источника).

242. Пирометр без наводки. Дискуссия. Некоторые конструкторы пирометров с переменной наводкой (типа Фери с зеркалом или линзой), исходя из того факта, что геометрическая теория находится лишь в грубом согласии с результатами, даваемыми опытом, пришли к мысли устранить приспособление наводки изображения источника на спай термомпары.

Когда меняется расстояние от прибора до источника, то и в этом случае имеет место более или менее полная компенсация.

Предположим, в самом деле, что размеры источника и расстояние его таковы, что изображение источника образуется точно на спае термоэлемента и покрывает его полностью. Если источник приближается, то диаметр изображения увеличивается, и показания прибора имеют тенденцию к увеличению; но так как при этом изображение образуется позади спаи, то часть лучей не встречает более спаи, и этот второй эффект стремится скомпенсировать первый. Эта компенсация зависит от большого числа факторов, в частности от размеров изображения источника, так что не может быть и речи о получении совершенного постоянства показаний прибора при изменении расстояния от источника; однако в известных пределах расстояний удастся получить приближенное разрешение задачи. Фильпо¹⁾ указывает, что для двух пирометров этого типа, изученных им, показания милливольтметра менялось всего лишь на 1 и 3% при изменении расстояния от источника до прибора от 60 до 120 см. Соответствующие отклонения в градусах составляли 0,3 и 0,8%.

Описание различных моделей пирометров суммарной радиации с термоэлектрической парой.

243. I. Пирометр Фери с зеркалом. Пирометр с зеркалом (пирометрический телескоп), изобретенный Фери (§ 225) и построенный в настоящее время большим числом конструкторов в разных странах, сохранил в принципе конструкцию, данную ему автором с самого начала. Прибор изображен на рис. 148.

Вогнутое зеркало M , которое можно перемещать с помощью кремальеры P , дает изображение источника на приемнике C термомпары, концы которой выведены к двум клеммам B и B' . Круглая диафрагма D ограничивает постоянный угол α конуса лучей, падающих на горячий спай. Наблюдение приемника C и изображения источника производится при помощи окуляра O ; наводка на фокус выполняется при помощи остроумного приспособления, состоящего из двух полукруглых зеркал mm' , образующих между собою небольшой угол

¹⁾ Philpot, J. Sc. Instr., 3, 370, 1926.

(от 5 до 10°) (рис. 149, а) и снабженных в центре небольшим отверстием около 1,5 мм в диаметре, играющим роль диафрагмы перед горячим спаем. Рис. 149, д дает расположение изображений, получаемых от совокупности обоих зеркал. Предположим, что вогнутое зеркало MM' дает изображение AB источника (предполагаемого прямолинейным) позади обоих наклоненных зеркал m и m' ; оба эти зеркала m и m' дадут изображения AB , несовпадающие между собой, а именно $A'B'$ и $A''B''$.

Если источник даст изображение конечных размеров вблизи линии раздела O обоих зеркал, то две половины изображения, даваемые m и m' , будут смещены одна относительно другой (рис. 149, б и в); когда же изображение будет приходиться точно на линии O , то обе половины изображения не будут обнаруживать никакого смещения (149, е).

Для измерений при высоких температурах применяют диафрагму с вырезом в виде сектора подходящего угла, которая уменьшает отверстие пучка, ведущего к получению изображения. Милливольметр, приложенный к

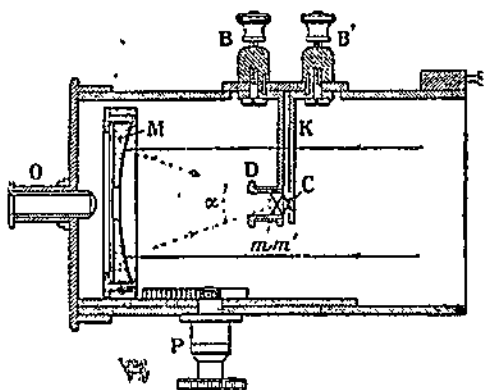


Рис. 148. Пирометрический телескоп Ферри.

M — вогнутое зеркало, O — спай термопары, BB' — берны, P — клеммная для наводки, O — окуляр, визирующий изображение источника; m, m' — наклонные зеркала, служащие для наводки на фокус; D — круглая диафрагма, ограничивающая постоянное значение угла α .

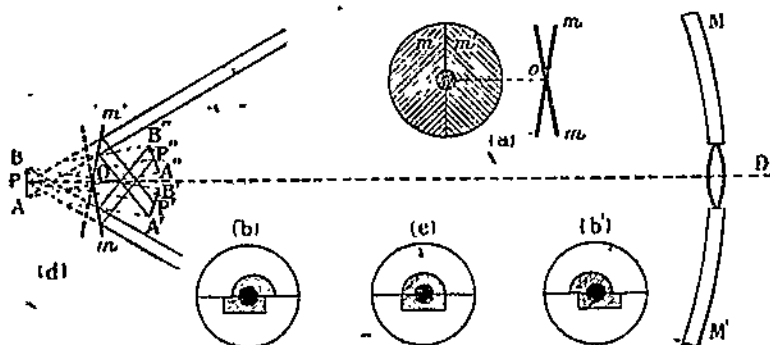


Рис. 149. Телескоп Ферри. Оптическая система, служащая для фокусировки изображения источника.

инструменту, снабжается в таком случае двумя градуировочными шкалами: одна — для аппарата в отсутствии диафрагмы, другая — для случая, когда применена диафрагма.

Из соображений, указанных выше (§ 230), вогнутое зеркало M делается из сплава из металла (неражавеющая сталь или какой-нибудь

позолоченный металл); оба зеркальца m и m' также изготавливаются из металла.

В зависимости от конструкции аппарата, диаметр источника, необходимый для того, чтобы его изображение полностью покрывало горячий спай, должен составлять от $1/15$ до $1/23$ расстояния от источника до инструмента. Конечно применение приемного спая меньших размеров позволило бы соответственным образом уменьшить размеры источника.

Для стационарных установок при измерениях внутри печи инструмент наводится на дно A трубы T , сделанной из огнеупорного фарфора и вмазанной в стенку печи (рис. 150). Относительно выбора размеров трубы T см. § 229 (рис. 136).

244. II Пирометрическая трубка Фери. В первоначальной модели, предложенной Фери, изображение источника получалось при помощи флюоритовой линзы F (рис. 151); это изображение фокусировалось на горячем спае G термoelementa, концы которого были выведены к двум клеммам b и b' . Наводка на фокус выполнялась при помощи кремальеры P ; неподвижная диафрагма E ограничивала постоянный угол α

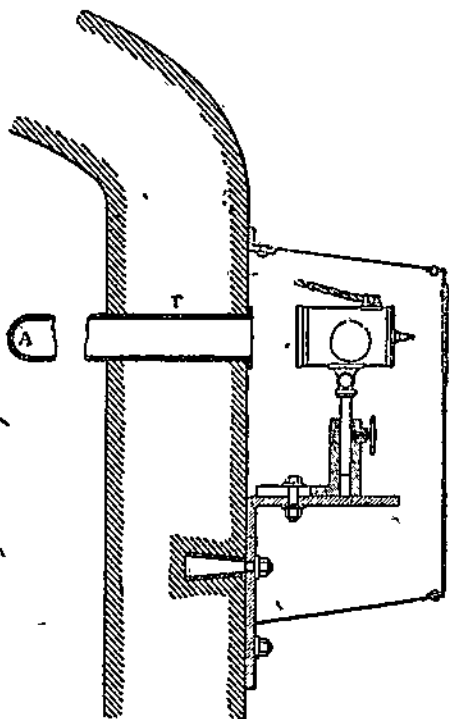


Рис. 150. Постоянная установка пирометра Фери, наведенного на внутренность печи.

T — огнеупорная труба, вложенная в печь; A — дно трубы, на которое наведен пирометр.

пучка, падающего на место спая. Спай и изображение источника наблюдались посредством окуляра O .

Мы видели, что применение флюорита, очень прозрачного для инфракрасных лучей, сообщает инструменту коэффициент абсорбции практически постоянный для источников, температура которых выше 800°C . В настоящее время отказались от применения флюорита, получить который в образцах достаточных размеров очень затруднительно и который стоит очень дорого. Современные инструменты снабжены линзами из стекла или кварца; кварц дает суммарный коэффициент пропускания несколько больший, чем стекло (§ 230).

На рис. 152 изображены различные части пирометрической трубки, построенной фирмой Сименса. Следует, в частности, обратить внимание на устройство термоэлектрической пары, монтированной внутри

баллона ¹⁾; защитный металлический чехол, снабженный небольшим отверстием, задерживает часть лучей источника, не попадающих на спай термоэлемента. Диафрагма, ограничивающая конус лучей, может перемещаться, для того чтобы можно было все инструменты

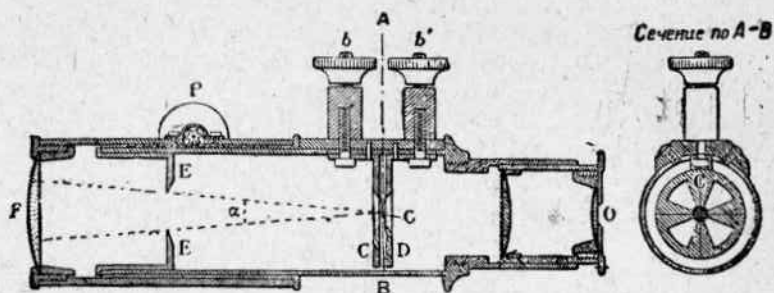


Рис. 151. Пирометрическая трубка Фери с флюоритовым объективом.

F — флюоритовый объектив, дающий изображение источника на горячий спай *C*; *O* — визирующий окуляр; *E* — неподвижная диафрагма, ограничивающая постоянный угол отверстия пучка, падающего на *C*; *P* — кремальера для наводки на фокус; *b, b'* — борны термопары, *C, D* — диафрагмы, помещающиеся спереди и сзади спая термопары.

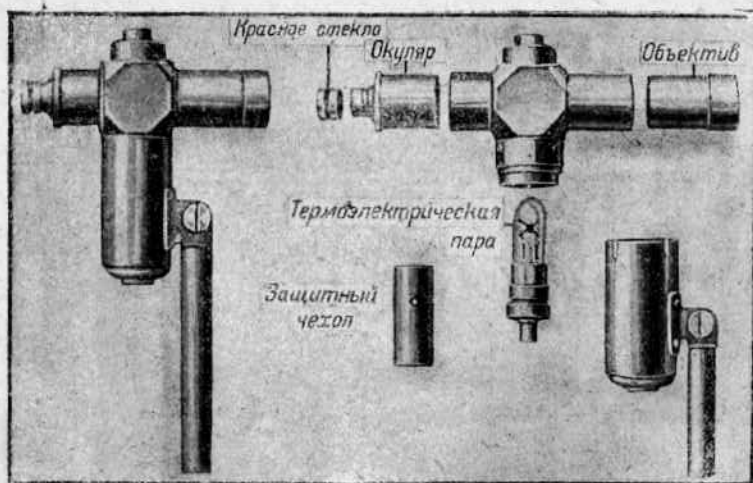


Рис. 152. Пирометр Фери суммарной радиации (модель Сименса).

привести к одной и той же э. д. с. для данной температуры источника. Характеристики горячего спая и пары приведены в § 231; ниже (§ 246) приведены критические замечания, которые можно сделать по поводу подобного инструмента.

¹⁾ Эвакуированного для низких температур, наполненного аргоном для высоких температур.

245. III. Пирометр с постоянной наводкой. Схема пирометра с неподвижным фокусом и вогнутым зеркалом (Фостер, Броун) была указана выше (рис. 134). Этот инструмент представляет собой по

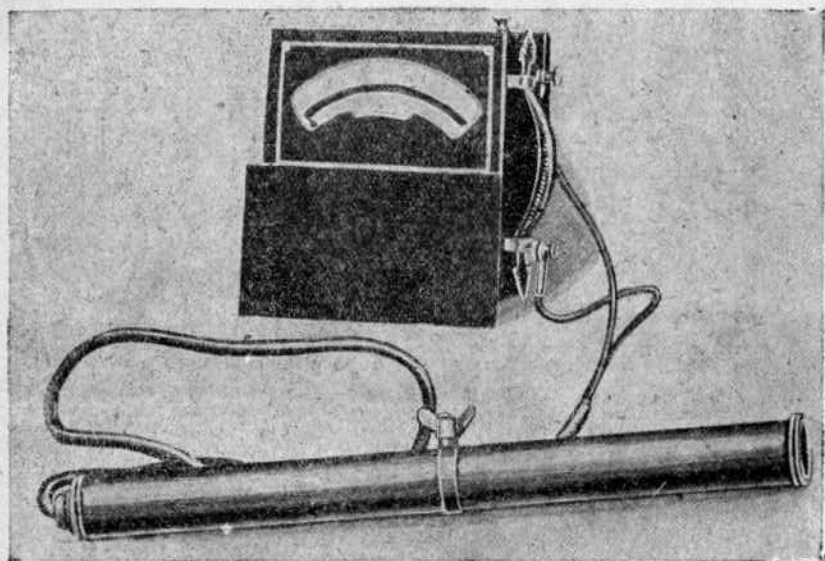


Рис. 153. Общий вид пирометра с неподвижным фокусом (тип Фостера, Броуна). наружному виду трубку, длиной 50—75 см и 4—5 см в диаметре (рис. 153). Входная диафрагма имеет диаметр около 2,5 см, вогнутое зеркало —

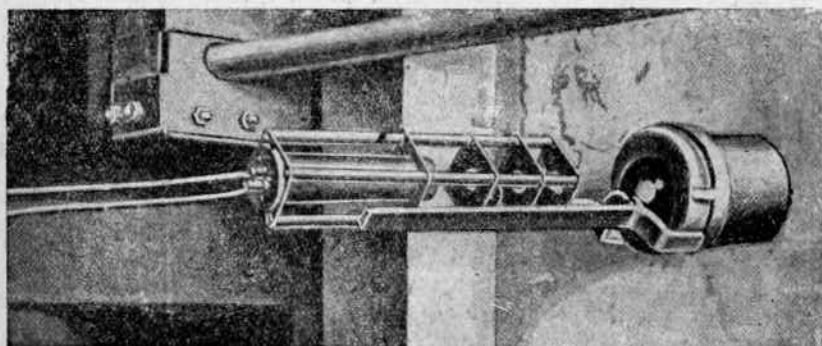


Рис. 154. Пирометр с неподвижным фокусом (тип Тунинга) для постоянных установок.

диаметр от 2 до 3 см и фокусное расстояние около 2,5 см. Отсюда следует, что для обычно применяющихся инструментов этого типа диаметр источника должен составлять от $1/10$ до $1/15$ расстояния до инструмента.

Мы дали также (рис. 135) схему и характеристики пирометра Туннга с отражающим конусом; эти аппараты также имеют обычно внешнюю форму довольно длинной трубы. В стационарных установках наружная оболочка инструмента удаляется, и различные диафрагмы, конус и термопара укрепляются просто на подставках, связанных металлическим каркасом (рис. 154), оставляющим свободный доступ окружающему воздуху. В последней типе инструмента э. д. с., с которой приходится иметь дело, вообще говоря, меньше, чем для других аппаратов; она не превосходит 1 мВ при 1300°С .

Пирометры суммарной радиации обладают преимуществом, состоящим в возможности легко соединять их с записывающими приспособлениями. Мы не останавливаемся на устройстве этих приспособлений, состоящих в принципе из милливольтметра, стрелка которого снабжена пером, записывающим ее перемещение на равномерно движущемся листе бумаги.

Лучшими инструментами этого типа могут, повидимому, считаться те из них, в которых устранено трение, вызываемое непрерывным контактом пишущего пера с бумагой; в них стрелка получает через одинаковые интервалы (например, один раз в минуту) толчки, заставляющие ее отмечать точку на бумаге; в промежутках же перо вовсе не касается бумаги; таким образом запись состоит из отдельных точек, расположенных близко одна к другой на бумажной ленте.

246. Причины ошибок пирометров суммарной радиации с термоэлектрической парой. Мы отметили уже известное число причин ошибок при измерениях, выполняемых при помощи пирометров суммарной радиации с термоэлектрической парой; напомним кратко эти причины.

Милливольтметр, соединенный с инструментом, должен иметь ничтожно малый температурный коэффициент; с другой стороны, его внутреннее сопротивление должно быть достаточно большим для того, чтобы измерение сопротивления измерительного контура (в частности изменение сопротивления проводящих термопары, § 223) при изменении внешней температуры могли считаться ничтожными.

Размер изображения источника влияет на показания всех инструментов обычного типа (§ 239); поэтому при всех измерениях важно стремиться работать с изображением постоянного диаметра.

Далее вследствие нагревания различных частей инструмента под влиянием излучения источника (§ 241) наблюдается заметная тепловая инерция прибора; очень существенно подробно исследовать ее для каждого инструмента с тем, чтобы по возможности избежать ошибок, обусловленных этой причиной.

Другая причина ошибок, на которую следует обратить внимание, связана с влиянием ориентировки инструмента, по крайней мере, для тех случаев, когда горячий спай термоэлемента не помещен в пустоту. Действительно, при данном излучении температура, принимаемая приемником, связанным с горячим спаем, сильно зависит от конвекционных токов, имеющих место в газе, окружающем приемник; эти конвекционные токи меняются очень значительно, если при поворачивании инструмента плоскость приемника из горизонтального положения переходит в вертикальное; так, если аппарат градуирован при

вертикальном расположении приемной плоскости, а при измерениях ориентирован так, что эта плоскость становится горизонтальной (например, взрывка сверху печи), то различие может достичь и нередко даже превосходить 10° ¹⁾.

Отметим, наконец, что газы, расположенные между источником и пирометром, могут иметь заметное поглощение и искажать показания инструмента; это поглощение, в частности, очень значительно в случае паров воды, газов CO_2 и CO , у которых имеются полосы поглощения около 6 и 3 м (ср. рис. 10). Столб атмосферного воздуха при обычных условиях (упругость паров воды около 10 мм ртутного столба) длиной 50 см обладает суммарным коэффициентом поглощения около 3% и ведет к поправке температуры почти на 0,7%; эта поправка может оказаться гораздо более значительной вблизи фабричных печей, где воздух содержит значительное количество углекислоты и окиси углерода ²⁾.

Последняя причина ошибок связана с возможным изменением отражающей способности зеркала инструмента вследствие поверхностного окисления или образования налета пыли. Пыль играет обычно важную роль, как показывает табл. 55, заимствованная из работы Бюргесса и Фута и относящаяся к зеркалу, первоначально запыленному и затем тщательно очищенному.

Таблица 55. Показания, даваемые пирометром Ферри, зеркало которого вначале было покрыто пылью, а затем очищено.

Приблизительные температуры источника в $^{\circ}\text{C}$	Без диафрагмы			С диафрагмой		
	загрязненное зеркало	чистое зеркало	разность	загрязненное зеркало	чистое зеркало	разность
600	706	600	106	—	—	—
800	920	804	116	—	—	—
1000	1133	1008	125	1158	1025	133
1200	1346	1212	134	1370	1229	141
1400	—	—	—	1590	1445	145
1600	—	—	—	1815	1662	153
1800	—	—	—	2051	1893	158

Поправки, вызываемые присутствием пыли, чрезвычайно значительны и могут нередко превосходить 100° ³⁾; поэтому необходимо иметь возможность разбирать инструмент и тщательно чистить зеркало и в случае надобности вновь полировать его. Следует отдавать предпочтение зеркалам из нержавеющей стали, которые изменяются крайне незначительно и поверхность которых, будучи прочной, может быть отполирована со всей желаемой тщательностью. Само собой разумеется,

¹⁾ См. цифры, соответствующие аналогичному случаю плоской вольфрамовой нити, нагреваемой током в газовой атмосфере (§ 213).

²⁾ Следует отметить, что только холодные газы, находящиеся вне зоны однородной температуры печи, играют роль; присутствие газов в той части оболочки, где существуют условия черного тела, не мешает.

³⁾ Бюргесс и Фут отмечают, что присутствие пыли не меняет значение показателя b в выражении $\epsilon = \sigma T^b$, а только коэффициент a ; другими словами, наклон градиентной прямой (рис. 141) остается неизменным.

что важно как можно старательнее избегать проникновения пыли в пирометрический телескоп, наблюдал за тем, чтобы крышка инструмента была закрыта все время, пока инструмент не находится в работе.

В различных типах пирометрических трубок неудобства, протекающие от запыления оптических частей, могут быть устранены с большой легкостью; эти инструменты, которые, впрочем, имеют другие недостатки (более значительное нагревание линз и, следовательно, более значительная инерция), могут представлять преимущества в случаях стационарных установок, где присутствие пыли особенно стеснительно ¹⁾.

Некоторые конструкторы, для того чтобы защитить приемную пластинку и термонару от внешних загрязнений, помещают их в баллон, эвакуированный или наполненный газом (например аргоном). Нельзя быть уверенным, что преимущества, доставляемые этим усовершенствованием, не оказываются компенсированными — и, может быть, даже с лихвой — следующими неудобствами: нагревание стекла баллона, которое поглощает энергию и излучает ее затем по направлению к горячему объекту; паразитные термоэлектрические силы, которые могут возникнуть в местах соединений проволок различного состава, необходимых для впайвания в стекло баллона и т. д.

Другие типы пирометров суммарной радиации.

247. Пирометр Ферри со спиралью. Ферри предложил ²⁾ применить в качестве пирометра суммарной радиации инструмент, аналогичный пирометрическому телескопу, в котором термоэлектрическая пара заменена биметаллической спиралью *S* (рис. 155), сделанной из двух

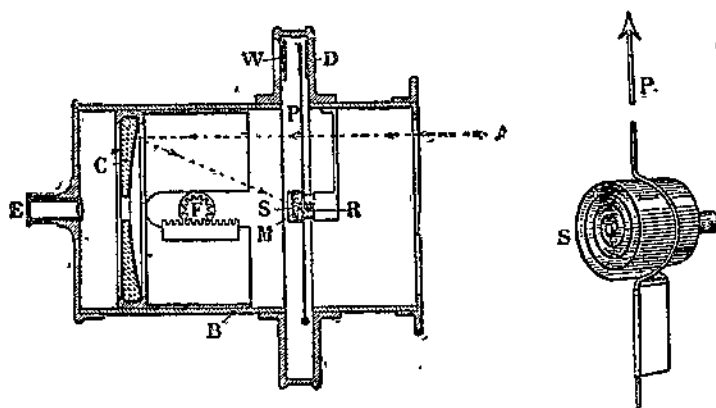


Рис. 155. Пирометр Ферри с металлической спиралью.

C — зеркало, дающее изображение источника на спирали *S*; *F* — кремальера для наводки; *M* — зеркало, позволяющее центрировать изображение источника; *E* — окуляр; *P* — стрелка, перемещающаяся по шкале *D*; *W* — защитное стекло.

¹⁾ Можно, конечно, защитить инструмент с зеркалом от пыли при помощи тонкой стеклянной пластинки, помещенной снаружи на оправе инструмента. В таком случае необходимо только внести в градуировку поправки, обусловленные присутствием стеклянной пластинки (§ 251).

²⁾ *Ferry*, «J. Phys.», 6, 889, 1908.

склепанных между собою полосок различных металлов толщиной 0,02 мм и шириной 2 мм, свернутых в виде спирали в 2 мм диаметром. Спираль нагревается под действием излучения источника, деформируется и вызывает перемещение легкой алюминиевой стрелки T по градуированной шкале D . Остальные части аппарата идентичны частям обычного пирометрического телескопа (C — вогнутое зеркало, F — кремальера для наводки на фокус, E — окуляр для контроля наводки).

Передо инструмент снабжается небольшим сферическим зеркалом, помещаемым позади спирали и имеющим назначение отражать лучи, которые могли пройти между витками спирали. Специальное приспособление, перемещающее нуль инструмента, позволяет перед каждым измерением исправлять отклонение спирали от нулевого положения.

Некоторые конструкторы заменяют вогнутое зеркало линзой, а окуляр простой пластинкой матового стекла, расположенной непосредственно позади спирали; на матовом стекле проектируется изображение

источника и темп спирали, так что можно легко регулировать установку инструмента.

Пирометр со спиралью представляет преимуще-
ство соединения в небольшом объеме всех частей; необходимых для измерения температуры источника; но зато он обладает важным недостатком, состоящим в том, что его тепловая инерция и гистерезис (упругий и пр.)¹⁾ значительно больше, чем в пирометрах с термонарой; это обстоятельство может повести к серьезным ошибкам, даже когда принимают меры к восстановлению нулевого положения стрелки перед каждым отсчетом.

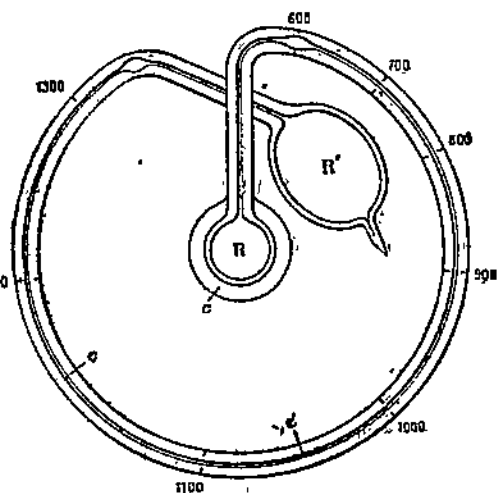


Рис. 156. Пирометр суммарной радиации, основанный на расширении газа.

R — изохерический приемный резервуар; R' — вспомогательный резервуар; i — ртутный указатель; c — вакуумный канал; e — вакуумная оболочка.

248. Пирометр суммарной радиации, основанный на расширении газа (Гельд). Гельд²⁾ (в лаборатории Шовен и Ариу) предложил недавно использовать расширение газа для измерения энергии, получаемой источником. Его прибор есть настоящий газовый термометр (рис. 156), резервуар которого R служит приемником; положение ртутного указателя i определяет собою температуру источника.

¹⁾ Соответствующие цифры см. в работе Бюргесса и Фута.

²⁾ S. Held, «Rev. gén. élect.», 27, 979, 1930.

путем простого отсчета по шкале. Резервуар R , сделанный из стекла и почернивший снаружи (диаметр 5 мм), окружен эвакуированной оболочкой e ; он помещается в фокусе линзы, дающей изображение источника. Приемный резервуар R' из тонкого стекла и вспомогательный резервуар R'' (диаметром от 8 до 10 мм) наполнены газом под давлением около 2,5 ат; ртутный указатель перемещается в капиллярном канале c , диаметром 0,18 мм, с толстыми стенками (наружный диаметр около 3 мм); капилляр согнут в виде круга диаметром в 45—50 см. Получающаяся температурная шкала подобна указанной на рисунке. Установка положения изображения источника может выполняться посредством окуляра или, еще проще, посредством матового стекла, помещенного сзади резервуара.

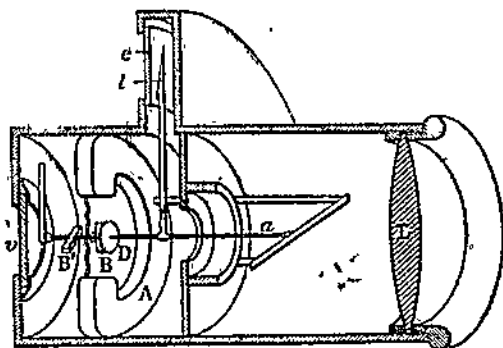


Рис. 157. Пирометр суммарной радиации, основанный на термомагнитных свойствах сплава.

D — приемный диск; B — стержень, нагреваемый потоком излучения; B' — компенсирующий стержень; A — направляющий магнит; a — ось вращения; l — указующая стрелка; c — градуированная шкала; R — линза, дающая изображение источника; e — матовое стекло или окуляр.

Так как диаметр резервуара R довольно значителен (около 5 мм), то приходится пользоваться источниками, размеры которых должны быть несколько больше, чем для пирометров, описанных выше типов.

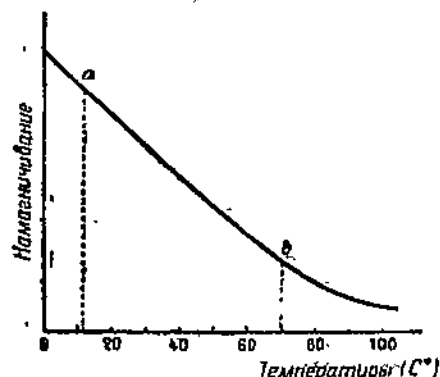


Рис. 158. Кривая изменения намагничивания ферроникеля в функции температуры.

под углом 90° к первому; стержень B' сделан из того же сплава и играет роль компенсатора; оба стерженька могут вращаться в междуполосном пространстве небольшого магнита A с прямыми полюсными наконечниками. Когда оба стерженька имеют одну и ту же температуру, то равновесие обеих пар сил, действующих на стерженьки, приво-

249. Пирометр суммарной радиации, основанный на термомагнитных свойствах сплава (Гельд). Недавно Гельд предложил пирометр суммарной радиации, основанный на изменении магнитной проницаемости небольшого стержня из сплава (ферроникеля) в зависимости от температуры. Расположение частей аппарата дано на рис. 157). Активный стержень B (длина 5 мм, ширина 1 мм, толщина 0,1 мм) принят непосредственно к небольшому зачерненному приемному диску D ; на той же оси a укреплен второй стержень B'

дит указующую стрелку в определенное положение (нуль шкалы). Если же активный стерженец нагревается под влиянием излучения источника, то интенсивность его намагничивания несколько уменьшается; для того чтобы равновесие имело место, необходимо, чтобы B проник в зону более интенсивного магнитного поля, в то время как B' переместится в область, где напряженность поля меньше. Подвижная стрелка по вернется на угол, тем больший, чем больше повышение температуры B .

Кривая намагничивания ферроникеля, применяемого в этих инструментах, в функции температуры приведена на рис. 158; очевидно, надо пользоваться прямолинейной зоной ab этой кривой (от 10 до 70° C), для того чтобы показания прибора не зависели от внешней температуры.

Так же как и в предыдущем аппарате, диаметр приемного диска должен быть довольно велик (5 мм) для того, чтобы действующие пары сил были значительны; вследствие этого размеры источника должны быть несколько больше, чем это необходимо при работе с пирометрами с термоэлектрической парой; тепловая инерция прибора также несколько больше, чем у термоэлектрических инструментов. Тем не менее оба аппарата (§ 248 и 249) могут быть полезными при заводских измерениях.

Температуры радиации.

250. Температура радиации черного тела. Пирометр суммарной радиации, наведенный на черное тело, дает кажущуюся температуру, которую мы называли температурой радиации и которая отличается от истинной температуры. Мы видели также, что эта температура радиации T_R связана с истинной температурой T^1 и с суммарной испускательной способностью ϵ тела соотношением:

$$T_R = T \sqrt[4]{\epsilon}.$$

Мы приводим (табл. 56) соответствующие значения T и T_R для различных значений ϵ . Эта таблица позволяет по данной температуре T_R , определяемой при помощи пирометра суммарной радиации, вычислить истинную температуру T , если известна суммарная испускательная способность тела (при температуре T). Для различных тел в главе VIII и в табл. 56* приведены наиболее достоверные значения суммарной испускательной способности. Так как эти значения, вообще говоря, довольно малы, то, в частности для металлов, температура радиации сильно отличается от истинной температуры. Разности эти значительно больше, чем указанные нами выше разности между истинной и яркостной температурами для тех же металлов. Причина лежит в том, что, с одной стороны, при равной испускательной способности разности $T - T_R$ значительно больше, чем $T - S$, а с другой, — что монохроматическая испускательная способность металла в видимом спектре всегда больше, чем его суммарная испускательная способность (§ 98).

¹) T и T_R выражены в градусах Кельвина.

Для платины при истинной температуре 1800°C (1600°K) имеем: $\epsilon_{\lambda} = 0,31$ и $\epsilon_t = 0,15$ (рис. 39); яркостная температура в красных лучах равна приблизительно 1460°K (табл. 16), температура же радиации около 1000°K ; разность $T - T_R$ почти в четыре раза больше, чем $T - S_{\lambda}$.

Таблица 56. Значение истинной температуры T печерного тела как функция его температуры радиации T_R и его суммарной испускательной способности ϵ_t (в градусах Кельвина).

$T_R = 800^{\circ}\text{K}$	1000	1200	1400	1600	1800	2000	2500	3000
$\epsilon_t = 0,90$	815	1020	1220	1425	1630	1835	2040	2550
0,80	845	1055	1270	1480	1690	1900	2115	2650
0,70	875	1090	1310	1530	1745	1965	2180	2730
0,60	920	1135	1365	1590	1815	2045	2270	2840
0,50	950	1185	1415	1660	1900	2140	2375	2970
0,40	1015	1260	1520	1770	2025	2275	2530	3160
0,30	1080	1345	1620	1890	2155	2430	2700	3375
0,20	1205	1500	1805	2105	2405	2705	3010	3760
0,15	1295	1610	1935	2255	2575	2900	3220	4030
0,10	1430	1780	2140	2500	2850	3210	3570	4460

Мы воспроизведем также значения T_R и T для некоторых часто применяемых металлов и окислов (табл. 57)²⁾. Значения, относящиеся к вольфраму, молибдену, танталу и углю, приведены в конце книги (табл. 67—70).

Таблица 57. Истинная температура T различных тел как функция температуры радиации T_R , измеренной при помощи пирометра суммарной радиации.

Температуры радиации, в гра- дусах Цельсия	Соответствующие истинные температуры				
	платина	расплавлен- ное железо	расплавлен- ная медь	окись меди	окись железа
600	1160	—	1130	720	630
700	1295	—	1290	830	735
800	1430	2200	—	945	885
900	1560	1840	—	1060	940
1000	1695	1475	—	1170	1040
1100	—	1610	—	—	1145
1200	—	1760	—	—	1250
1300	—	—	—	—	—

Вообще говоря, различие между истинной температурой и температурой радиации значительно больше для расплавленных металлов, чем для их окислов при той же температуре. Это объясняется тем обстоятельством, что суммарная испускательная способность окислов металлов гораздо выше, чем соответствующих металлов (§ 106).

¹⁾ Эти числа позволяют также от ищущейся температуры T_R , отсчитываемой при наблюдении сквозь пластинку (суммарный коэффициент пропускательности которой есть ϵ_t), перейти к температуре T , соответствующей отсутствию пластинки.

²⁾ Заимствована у Burgess and Foote (l. c.).

251. Помещение абсорбирующей пластинки между источником и пирометром суммарной радиации. Ограничимся случаем, когда источник представляет собой черное тело температуры T . Если между этим источником и пирометром суммарной радиации поместить абсорбирующую пластинку ¹⁾, суммарный коэффициент пропускания которой есть τ , то на пирометре будет отсчитана кажущаяся температура θ , так что:

$$\theta = T \sqrt{\tau}.$$

Обоснования этой формулы те же, как и приведенные выше в связи с вопросом об испускательной способности черного тела (§ 97). Отметим лишь, что τ есть коэффициент суммарной пропускания пластинки для излучения черного тела температуры T .

При помощи табл. 56 нетрудно перейти от θ к T . Берем в первом столбце число, соответствующее суммарному коэффициенту пропускания пластинки, и в строчке, соответствующей этому числу, найдем T , соответствующие различным θ .

В связи с описанием объективов, применяемых в пирометрах суммарной радиации (§ 230), мы вычисляли порядок величины суммарного коэффициента пропускания стеклянной пластинки толщиной в 1 см и мы нашли для температур 1000 и 2000° K соответственно 0,3 и 0,6. Пластика в 1 мм толщиной для температур в 1000 и в 2000° K имела бы коэффициенты пропускания 0,6 и 0,9.

Из этих данных следует, что пластинка из стекла (или кварца) в 1 мм толщиной вызвала бы для излучения при 1000° K поправку в 130°, для излучения черного тела при 2000° K поправку в 40°. Эти поправки были бы соответственно 300 и 240° для пластинки толщиной в 1 см. Эти поправки гораздо значительнее тех, которые приходится вводить при работе с монохроматическим пирометром (§ 199); конечно, их можно получить экспериментально, производя при помощи пирометра суммарной радиации две последовательные наводки на черное тело температуры T , одну сквозь абсорбирующую пластинку, другую без нее. Однако при опытах большой продолжительности нагревание пластинки может вызвать ошибки, происходящие вследствие испускания нагретой пластинкой по направлению к нагреваемому спая инструмента.

252. Преимущество и недостатки пирометра суммарной радиации. К важным источникам ошибок, которые мы изучили (§ 246) и которые делают из пирометра суммарной радиации инструмент посредственной точности, прибавляется еще целый ряд недостатков, приводящих к тому, что за крайне редкими исключениями пирометр суммарной радиации не применяется во всех сколько-нибудь точных измерениях, и ему предпочитают пирометр с исчезающей нитью.

Эти недостатки связаны, прежде всего, с необходимостью применения отверстий больших размеров (несколько сантиметров) в излучающей оболочке, в то время как пирометр с исчезающей нитью может быть без труда применен к точным измерениям источника, диаметр кото-

¹⁾ Это может быть, например, любая пластинка (стекла, кварца), ибо все они заметно поглощают в инфракрасной области (§ 230).

рого не превосходит нескольких сотых миллиметра. Далее, всякий раз, когда приходится изучать при помощи пирометра нечерное тело (накаленный металл, например), надо считаться с тем обстоятельством, что различие между температурой радиации, измеренной при помощи пирометра суммарной радиации, и истинной температурой гораздо значительнее, чем разность между истинной температурой и яркостной температурой, получаемой посредством монохроматического пирометра (§ 250); отсюда следует, что погрешности при выводе истинной температуры из кажущейся будут значительно больше при работе с пирометром суммарной радиации. Наконец, всякий раз, когда приходится между источником и пирометром суммарной радиации вводить прозрачную пластинку (стекло и т. д.), как, например, при работе с вакуумной печью, возникают довольно серьезные осложнения: поправки, вызываемые такой пластинкой, весьма значительны и довольно неопределенны (§ 251).

Напомним, наконец, что присутствие некоторых газов (CO_2 , CO , пары воды) между источником и пирометром суммарной радиации грозит ввести в измерение довольно большие и трудно контролируемые ошибки.

Единственное преимущество пирометра суммарной радиации состоит в возможности заставить его работать как самозаписывающий прибор; в таком случае он может давать показания на расстоянии. Монохроматический пирометр, наоборот, неприменим для автоматической регистрации температуры: он требует постоянного присутствия наблюдателя. При высоких температурах пирометр суммарной радиации является единственным инструментом, который может обеспечить автоматический контроль, и в качестве такового он сохраняет важное значение в технических (промышленных) измерениях ¹⁾.

¹⁾ Он может служить при лабораторных измерениях для контроля и регулировки постоянства температуры источника. См. например, Flügge, «Ann. d. Phys.», 5, 295, 1926.

Глава XXII.

Излучение и пирометрия некоторых световых источников.

Мы сочли полезным свести в этой небольшой главе современные данные, касающиеся излучения различных употребительных световых источников¹⁾; мы органичиваемся, однако, лишь теми данными, которые без труда могут быть выражены на пирометрическом языке, т. е. связаны с температурами источников. Следует отметить, что для многих источников многочисленные кривые излучения вычерчены зачастую в произвольных единицах, причем вследствие отсутствия элементов сравнения, нет возможности оценить их яркостную температуру. Некоторые из этих кривых, ход которых в видимой части спектра остается таким же самым, как и для черного тела, могут быть охарактеризованы соответствующими цветными температурами; дело обстоит, очевидно, иначе для очень селективных источников, дающих кривую излучения, ход которой в видимой части спектра значительно отличается от излучения черного тела (например, чулок Ауэра).

253. Лампы накаливания. Измерение яркостных температур волосков ламп накаливания, может быть выполнено непосредственно при помощи оптического пирометра с исчезающей нитью; такое измерение не представляет трудности, если волосок исследуемой лампы имеет достаточные размеры. Наоборот, в случае очень тонких волосков возникают трудности, о которых мы уже говорили раньше (§ 200); увеличение объектива, применяемого при измерениях микропирометра, не должно превосходить трех, если желают, чтобы наблюдаемое исчезновение происходило очень точно; кроме того, необходимо, чтобы изображение излучающего волоска было достаточно велико для того, чтобы зона, на которой вырисовывается стандартная нить пирометра, не обнаруживала отступлений от закона Ламберта; все эти обстоятельства приводят к требованию, чтобы диаметр измеряемого волоска был не меньше 0,05 мм²⁾.

От яркостной температуры волоска переходят к его истинной температуре при помощи значений монохроматических испускательных способностей металла, из которого сделан волосок, при разных температурах.

¹⁾ Аналогичные данные можно найти в книге Fabry, *Introduction générale à la photométrie*, стр. 137 и след., 1927.

²⁾ Важно также ориентировать волосок сравнения параллельно оси измеряемого волоска.

Все металлы и уголь обладают излучением, которое с точностью до постоянной можно идентифицировать с излучением черного тела соответствующей температуры (цветная температура); мы уже приводили сравнительные кривые для лампы с вольфрамовым волоском (§ 85, рис. 36).

Измерение цветной температуры можно легко выполнить по методу идентификации цвета (§ 85); это измерение отлично удается даже для очень тонких нитей.

254. Соотношение между цветной температурой лампы с вольфрамовым волоском и ее световой эффективностью. Эффективность (экономичность) лампы (число люменов на ватт) возрастает вместе с температурой волоска. Хорошо совпадающие по результатам измерения¹⁾ позволили определить цветную температуру в функции экономичности для различных типов ламп с вольфрамовыми волосками, пустотных и газонаполненных. При этих измерениях необходимо устранять при помощи соответственного экрана излучение частей волоска, примыкающих к подержкам, с тем чтобы использовать только те области волоска, которые имеют очень однородную температуру²⁾. Результаты приведены на рис. 159 и 160.

Пустотные лампы, как видно из этих данных, не позволяют достигнуть цветных температур, лежащих выше 2500°K ; их экономичность не превосходит 10 люменов на ватт.

Газонаполненные лампы позволяют достигнуть цветных температур гораздо более значительных. Хотя на практике даже для очень мощных ламп (30 kW) не превосходит 3300°K (31 люмен на ватт), но в кратковременных опытах можно достичь 3650°K , что соответствует 39 люменам на ватт.

Мы воспроизводим (табл. 58) характеристики различных типов продажных ламп, применяемых при их нормальных режимах³⁾. Из таблицы видно, что для того, чтобы достигнуть одной и той же экономичности

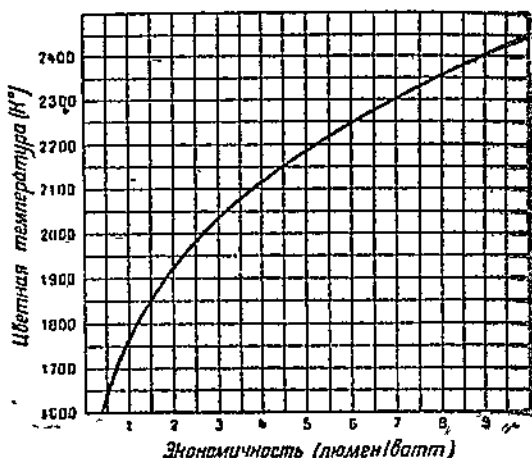


Рис. 159. Цветная температура пустотной вольфрамовой лампы (100 W) в функции ее световой экономичности.

¹⁾ Forsythe, «Phys. Rev.», 18, 147, 1921; «Gen. Electr. Rev.», 26, 830, 1923.

²⁾ Hyde, Gady and Forsythe, «Phys. Rev.», 10, 395, 1917; Priest, «Bur. Stand. Bull.», 18, 228, 1922; Scient. pap., 443.

³⁾ Для пустотной лампы, употребляемой при цветной температуре около 2400°K , разность цветных температур, измеряемых при наличии экрана и без него, равна примерно 10° .

(10 люменов на ватт), волоски газонаполненных ламп должны быть доведены до истинной температуры значительно более высокой, чем волоски пустотных ламп (2680°K вместо 2460°K). Этот факт (ясно выраженный также и на кривых рис. 159 и 160) объясняется тем, что часть энергии теряется вследствие теплопроводности, конвекции в газовой атмосфере, и для того, чтобы компенсировать эту потерю, приходится доводить металл до более высокой температуры, с тем чтобы путем повышения световой отдачи выиграть то, что теряется на рассеяние энергии.

Таблица 58. Экономичность, истинная температура, цветная температура и яркость различных ламп накаливания при нормальном режиме горения (продолжительность горения 1000 часов).

Тип лампы	Экономичность (люмен/ватт)	Истинная температура (градусы Кельвина)	Цветная температура (градусы Кельвина)	Максимальная яркость (свечи/см ²)
Пустотные лампы:				
30 ватт (угольная)	2,5	2095	2130	55
50 »	4,0	2180	2195	78
50 » (танталовая)	4,9	2180	2260	53
10 » (вольфрамовая)	7,7	2355	2390	128
20 »	9,8	2450	2493	193
40 »	10,0	2460	2504	206
60 »	10,1	2465	2509	211
Вольфрамовые газонаполненные лампы:				
50 ватт	10,0	2685	2670	469
75 »	11,8	2735	2705	563
100 »	12,9	2760	2740	605
200 »	15,2	2840	2810	781
500 »	17,5	2900	2880	1005
1000 »	20,0	2990	2980	1225
2000 »	21,2	3020	3000	1350
Специальные лампы:				
1000 ватт (Stereopticon)	24,2	3185	3175	2065
900 » (Movia)	27,3	3290	3220	2660
10 киловатт и 30 киловатт	31,0	3350	3300	3050

Числовые данные рис. 160, относящиеся к лампе в 500 W (Mazda C), могут очень сильно варьировать. Действительно, они зависят от охлаждения, вызываемого газом, т. е. от природы и давления газа; для одного и того же газа и для одного и того же давления они зависят также от формы и размеров волоска: часть энергии, теряемая вследствие охлаждения, вызываемого газом, гораздо значительнее для тонких нитей, чем для толстых¹⁾, так что, вообще говоря, экономичность растет вместе с мощностью лампы.

1) Эта часть энергии для обычных ламп (наполненных смесью аргона и азота) равна приблизительно 0,20 для ламп 100 W, 0,10 для ламп в 500 W и 0,07 для ламп в 2000 W.

Отметим в качестве примера, что для получения экономичности 10 люменов на ватт пустотная лампа в 100 W требует цветной температуры 2450° K (рис. 159); лампа той же мощности, наполненная азотом, должна быть доведена до 2900° K; такая же лампа, наполненная аргоном (меньшая теплопроводность), требует 2800° K.

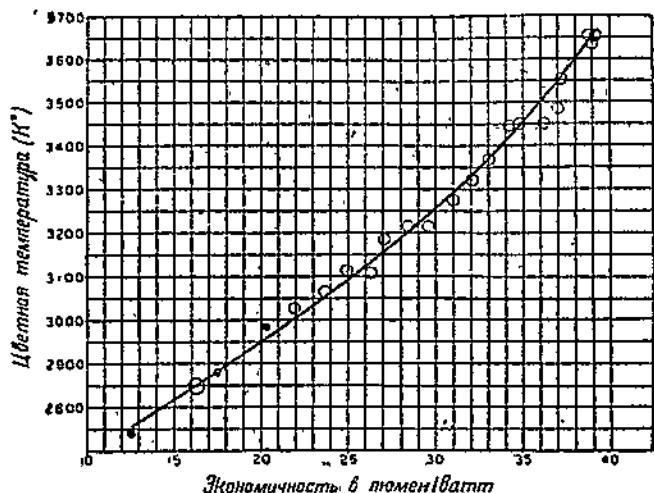


Рис. 160. Цветная температура газонаполненной лампы с вольфрамовым вольском (500 W) в функции ее световой экономичности.

Для одного и того же газа и той же экономичности температура нити должна быть тем выше, чем меньше диаметр нити, т. е. чем меньше мощность лампы: при экономичности 10 люменов на ватт лампа в 100 W требует температуры 2900°, лампа в 200 W — 2820°, лампы в 500 и 1000 W — 2700° K.

Из этих последних указаний ясно, сколь затруднительно определить значение температуры вольфрамовой нити по измерению экономичности лампы; мы считали желательным упомянуть об этом, чтобы подчеркнуть, какой интерес имеет непосредственное измерение температуры нити при помощи оптического пирометра или по методу идентификации цвета.

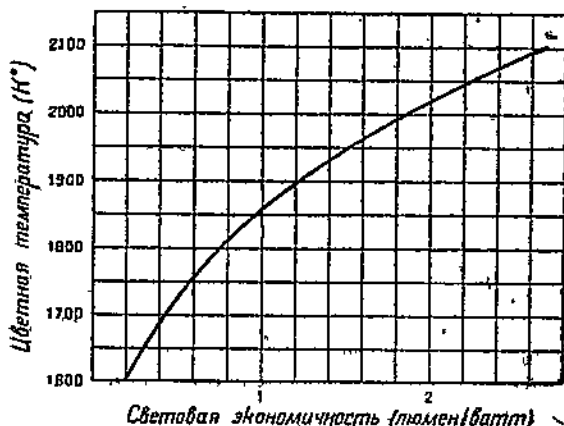


Рис. 161. Соотношение между цветной температурой и световой экономичностью пустотных ламп с угольным вольском.

255. Световая экономичность ламп с угольным волоском. На рис. 161 мы воспроизводим также кривую, дающую соотношение между цветной температурой и световой экономичностью ламп с угольным волоском ¹⁾. В § 111 можно найти указания относительно световой экономичности различных других тел.

256. Чулук Ауэра и штифт Нернста. Мы уже упоминали об излучении различных окислов в связи с измерениями испускательных способностей (§ 73).

В осветительной практике, кроме окисла тория ThO_2 , представляют интерес окислы редких земель (в частности церия) и смеси, применяемые при изготовлении чулка Ауэра и штифта Нернста.

В противоположность тому, что предполагалось раньше, окислы редких земель обладают чисто температурным излучением, т. е. подчиняются закону Кирхгофа; особенности их излучения связаны с очень сильным селективным поглощением, которым они отличаются; для некоторых из них это поглощение характеризуется чрезвычайно интенсивными полосами абсорбции в видимой части спектра.

Испускание чулка Ауэра (смесь окиси тория и окиси церия) было изучено рядом авторов, особенно Рубенсом ²⁾, важную работу которого мы здесь изложим. Чулок, пропитанный чистой окисью тория, помещенный в пламя горелки Бунзена, приобретает температуру около 1800° К; его излучение в видимом спектре и в начальной части инфракрасных лучей (до 6 μ) практически равно нулю и затем возрастает в крайней инфракрасной области (табл. 59) ³⁾.

Аналогичный чулок с окисью чистого церия, помещенный в то же пламя, вследствие своей большей испускательной способности в инфракрасной области принимает значительно менее высокую температуру (1350° К, приблизительно). Его излучение представляет очень резко выраженный минимум во всей области от 1,5 до 6 μ ; вообще же его испускательная способность во всем спектре довольно значительна (табл. 59) и достигает почти единицы в видимой части спектра и для длин волн, больших 10 μ .

Прибавление окиси церия к чулку, пропитанному окисью тория, значительно увеличивает его испускательную способность в видимом спектре, но увеличивает также испускание в инфракрасной области. Малого количества окиси церия достаточно для того, чтобы сильно увеличить испускание в видимом спектре без заметного увеличения испускания во вредной инфракрасной области (от 1 до 8 μ); благодаря этому световая экономичность улучшается очень значительно. Нет смысла прибавлять слишком большое количество окиси церия, ибо при этом заметно понижается температура чулка и в то же время сильно возрастает вредное инфракрасное излучение.

Действительно, в этом случае возникает явление совершенно общего характера: если увеличивается толщина слоя тела, обладающего для

¹⁾ Hyde, Cady and Forsythe, «Phys. Rev.», 10, 395, 1917.

²⁾ Rubens, «Ann. d. Phys.», 18, 725, 1905; 20, 593, 1906; «J. Phys.», 5, 306, 1908. В этой последней работе можно найти всю библиографию вопроса до 1906 г.

³⁾ Из этого излучения вычтена часть, относящаяся к самому пламени, в частности интенсивные полосы около 2,8 и 4,3 μ , обусловленные присутствием CO_2 и H_2O .

двух длин волн λ_1 и λ_2 поглощающими способностями, равными соответственно a_1 и a_2 ($a_1 > a_2$), то яркость для λ_1 растет менее быстро, чем для λ_2 . Опыт показывает, действительно, что световая экономичность чулка Ауэра имеет максимальное значение при концентрации Ce_2O_3 , равной, приблизительно, 1%. Такой чулок (99% ThO_2 и 1% Ce_2O_3) принимает в пламени горелки Бунзена температуру, практически равную чулку с чистой окисью тория (т. е. около 1800°K); значения его попускательных способностей приведены в табл. 59.

Таблица 59. Сравнительные значения попускательных монохроматических способностей чулок, пропитанных чистой окисью тория, чистой окисью церия и смесью 99% ThO_2 и 1% Ce_2O_3 (чулок Ауэра), введенных в горелку Бунзена

λ	Чистая ThO_2 , (1800° K)	Чистая Ce_2O_3 , (1350° K)	Чулок Ауэра (1800° K)
0,45 μ	Ничтожная пускательная способность	Попускательная способность, близкая к 1	0,86
0,50 μ			0,72
0,55 μ			0,49
0,60 μ			0,24
0,70 μ			0,062
1 μ	0,010	0,35	0,019
1,5 μ	0,008	0,18	0,009
2 μ	0,006	0,22	0,007
3 μ	0,008	0,18	0,009
4 μ	0,007	0,20	0,008
5 μ	0,012	0,20	0,014
6 μ	0,025	0,16	0,027
7 μ	0,07	0,28	0,084
8 μ	0,16	0,42	0,21
9 μ	0,32	0,65	0,30
10 μ	0,50	0,84	0,52
12 μ	0,55	0,99	0,70
15 μ	0,65	1,00	0,79

Штифт, применяемый в лампе Нернста, состоит из тех же самых окислов, что и чулок Ауэра. Немало работ посвящено излучению этого штифта; мы ограничимся теми, которые относятся к излучению штифта того же самого состава, что и чулок Ауэра (99% ThO_2 и 1% Ce_2O_3); в частности, рассмотрим кривые, опубликованные Коблентцом¹⁾. При низких температурах (800—900° C) излучение штифта содержит очень интенсивную полосу около 5,5 μ и более слабую полосу вблизи 2,8 μ ; около 1000—1100° C появляется полоса 1,5 μ , интенсивность которой такого же порядка, как и при 5,5 μ ; при более высокой температуре полоса 1,5 μ становится преобладающей, полоса 5,5 μ стремится к исчезновению, а 2,8 μ исчезает совсем; наконец, при очень высоких температурах полоса 5,5 μ совершенно исчезает, и излучение становится совершенно аналогичным излучению черного тела с максимумом испускания около 1,3 μ .

Постепенное возрастание полосы в более коротких волнах хорошо согласуется с тем фактом, что при постоянной испускательной способности максимум излучения черного тела смещается в область более

¹⁾ Coblenz, «Ber. Stand. Bull.», 4, 538, 1908; 7, 278, 1911.

коротких длин волн, а полосы в крайней инфракрасной части стремятся к бесконечности; повидимому, впрочем на это общее явление накладывается специфическое влияние температуры на относительную интенсивность полос поглощения.

Во всяком случае, смесь Ауэра в толстом слое дает излучение, существенно отличное от излучения тонкого слоя; пропорция видимого света в горелке Нернста значительно меньше, чем в горелке Ауэра того же состава; отсюда следует, что при равных температурах световая экономичность чунка Ауэра значительно превосходит экономичность штифта Нернста.

Рассматривая вопрос с другой точки зрения, мы должны отметить, что нет возможности определить цветную температуру (§ 90) чунка Ауэра, ибо спектральное распределение видимого излучения его совершенно непохоже на излучение черного тела какой угодно температуры. Иначе обстоит дело со штифтом Нернста: штифт, экономичность которого равна 5,5 люмена на ватт, обладает цветной температурой, близкой к 2400°K и яркостной температурой (в красной части — $0,665\ \mu$), равной 2320°K ¹⁾.

Излучение и температура пламени ²⁾.

257. Прямое оптическое измерение температуры пламени. Пламена представляют по сравнению с твердыми накаливаемыми телами преимущество, состоящее в том, что температура пламени может быть непосредственно измерена оптическим методом.

Рассмотрим сначала случай светящегося пламени и предположим, что закон Кирхгофа приложим к этому пламени. Образует на пламени изображение черного тела температуры T и наведем монохроматический оптический пирометр на это изображение черного тела, рассматриваемого сквозь пламя. Обозначим через b_{λ} яркость пламени, через a_{λ} — его коэффициент абсорбции и через T' — его температуру. Рассматривание черного тела сквозь пламя даст яркость, равную собственной яркости пламени, увеличенной на яркость черного тела, пропущенную сквозь пламя ³⁾, т. е.

$$b_{\lambda} + b_{\lambda T'}(1 - a_{\lambda}),$$

или, так как

$$b_{\lambda} = b_{\lambda T'} \cdot a_{\lambda},$$

то наблюдаемую яркость можно записать в виде:

$$b_{\lambda T'} \cdot a_{\lambda} + b_{\lambda T'}(1 - a_{\lambda}).$$

При $T = T'$ эта яркость будет той же самой, какую дало бы черное тело, рассматриваемое непосредственно, а не сквозь пламя.

¹⁾ Hyde and Forsythe, «J. Frankl. Inst.», 183, 353, 1917; Trans. Ill. Eng. Soc., 16, 419, 1922. См. также (табл. 26, § 95) значения, соответствующие яркостной температуре и цветной температуре штифта Нернста.

²⁾ Подробности см. в докладе Ribaud, Conférences d'actualités scientifiques et industrielles, Conservatoire National des Arts et Métiers, 1930 (Hermann).

³⁾ Коэффициент отражения пламени ничтожно мал.

На практике регулируем путем проб температуру черного тела до тех пор, пока введение пламени не перестанет влиять на картину, рассматриваемую в пирометр. В таком случае пирометр дает температуру черного тела, равную температуре пламени. Таков принцип измерения температуры пламени, впервые указанный Курльбаумом¹⁾.

Осуществление этого метода возможно впрочем и в том случае, когда источником служит нечерное тело (пластинка накаленного вольфрама): истинная температура пламени в момент уравнивания будет равна яркостной температуре изображения пластинки.

Измерение можно выполнять с радиацией любой длины волны. Если закон Кирхгофа приложим, то температуры, даваемые различными радиациями, должны совпадать между собой. Это, действительно, подтвердилось на опыте²⁾, причем измерения могли выполняться в инфракрасной области так же хорошо, как и в видимой части спектра. Можно также выполнить измерения при помощи пирометра суммарной радиации, однако техника работы с этим инструментом ведет к многочисленным источникам ошибок.

Заметим, однако, что указанный метод измерения может быть выполнен в видимой части спектра только для светящихся пламен; он не годится для всех пламен, испускание (а следовательно, и поглощение) которых в видимом спектре близко к нулю (пламя горелки Бунзена, $C_6 + O$; $H_2 + O$, углеводороды $+ O$).

Ферр³⁾ предложил в этом случае окрашивать пламя солью какого-нибудь металла и использовать принцип обращения спектральных линий. В этом случае также образуются изображения вспомогательного источника S на пламени, но вместо того, чтобы наблюдать это изображение при помощи пирометра, отбрасывают его на щель спектроскопа. Предположим, что пламя окрашено натрием. Если яркость источника слаба, то линия натрия появится в виде яркой линии на более темном сплошном фоне; если яркость S слишком велика, то линия натрия вырисуется в виде темной линии на более светлом фоне. Путем проб можно отрегулировать яркость S таким образом, чтобы линия натрия исчезала на фоне сплошного спектра.

При помощи рассуждений, вполне аналогичных приведенным выше, приходим к заключению, что в таком случае температура пламени равна яркостной температуре изображения S для излучения, испускаемого окрашенным пламенем.

Несколько лет спустя тот же метод был применен Курльбаумом и Гюнтером Шульце⁴⁾; заключения этих авторов (о неприменимости закона

¹⁾ Kurlbaum, «Phys. Zts.», 3, 187, 1902. (Простой метод для определения температуры светящихся пламен.)

²⁾ См. Ванор, «C. R.», 148, 908 и 1756, 1909; Thèse, Paris, 1912; «Ann. d. Phys.», 29, 372, 1913. В этом последнем мемюаре рассмотрены вопросы, связанные с применимостью закона Кирхгофа.

³⁾ Féry, «C. R.», 18, 909, 1903 (Температура пламени Бунзена, $H_2 + O$, светящийся газ $+ O$).

⁴⁾ Kurlbaum und Günther Schulze, «Verh. Deutsch. Phys. Ges.», 239, 1906. В некоторых новых работах (Hanning und Tingwa dt, «Zts. f. Phys.», 48, 805, 1928) по ошибке приоритет метода обращения линий приписан Курльбауму.

(Кирхгофа) были опровергнуты Бауером¹⁾, который первый показал что если производить наблюдения обращения линий во вполне определенной области пламени, где господствует практически однородная температура, то при помощи линий различных металлов находят одну и ту же температуру в пределах ошибок наблюдений.

Изложенные выше измерения представляют преимущества прямого определения истинной температуры пламени. Их следует дополнить, если желают полностью изучить излучение пламени и, в частности, установить значения яркостной температуры и цветной температуры. Мы сообщим вкратце результаты, полученные при изучении пламени Гейфнера и ацетиленового пламени.

258. Пламя эталонной лампы Гейфнера. Пламя эталона Гейфнера, которое легко воспроизвести с достаточной степенью идентичности, было объектом многочисленных и хорошо согласующихся между собою исследований. Мы уже имели случай упомянуть работы Ангстрема и Ледера (§ 84) относительно спектрального распределения света, испускаемого лампой Гейфнера. Из этих исследований подтвержденных новой работой Валентинера и Россигера²⁾, следует, что в видимом спектре спектральная яркость в центре пламени Гейфнера может быть представлена формулой:

$$b_{\lambda} = 0,01585 \lambda^{-1.2} e^{-\frac{14300}{1840\lambda}};$$

Другими словами, цветная температура этого источника имеет значение $T_c = 1840^{\circ} \text{K}$.

Коэффициент абсорбции α_{λ} ³⁾ пламени, тщательно изученный Беккером⁴⁾ и затем Зенфтлебен и Бенедиктом⁵⁾, может быть очень точно представлен в видимой части спектра выражением:

$$\epsilon_{\lambda} = \alpha_{\lambda} = 0,0820 \lambda^{-1.4} \\ (\epsilon = 0,217 \text{ для } 500 \text{ м}\mu \text{ и } \epsilon = 0,140 \text{ для } 700 \text{ м}\mu),$$

и яркость может быть выражена⁶⁾ соотношением:

$$b_{\lambda} = 0,700 \lambda^{-1.4} e^{-\frac{14300}{1675\lambda}};$$

¹⁾ Bauer, «Ann. d. Phys.», 39, 372, 1913. Это важное замечание принималось иногда по ошибке Кону, работа которого появилась позже (Kon, «Ann. d. Phys.», 41, 749, 1914).

²⁾ Valentiner und Rössiger, «Ann. d. Phys.», 76, 785, 1925.

³⁾ Равный монохроматической испускательной способности. Коэффициентом отражения такого пламени можно пренебречь; кроме того, известно, что такое пламя подчиняется закону Кирхгофа (Bauer, «C. R.», 148, 908 и 1756, 1909).

⁴⁾ Becker, «Ann. d. Phys.», 38, 1017, 1909.

⁵⁾ Senftleben und Benedict, «Ann. d. Phys.», 60, 297, 1910.

⁶⁾ Для контроля такой формулы удобно отложить по оси абсцисс $\frac{1}{\lambda}$ и по оси ординат $\log b_{\lambda} + 6,4 \log \lambda$; наклон полученной прямой имеет значение $\frac{14300}{1675}$ (Валентинер и Россигер).

другими словами, истинная температура частичек угля, которые излучают в пламени, имеет значение 1675°K . Это значение находится, кроме того, в довольно хорошем согласии с прямыми термоэлектрическими измерениями температуры пламени, измерениями, впрочем, весьма деликатными и подверженными различным источникам ошибок, на которых мы не будем останавливаться.

Пользуясь значением истинной температуры частиц и значениями испускательных способностей, можно без труда вывести яркостную температуру пламени для длины волны λ (§ 57). Необходимо, впрочем, отметить, что эта яркостная температура зависит от толщины раскаленного слоя и должна возрастать вместе с толщиной слоя пламени. Это обстоятельство находится в хорошем качественном и количественном согласии с измерениями, выполненными Беккером в центре пламени, при помощи оптического пирометра: для $\lambda = 0,643 \mu$ и для толщины пламени, равной 1, измеренная яркостная температура есть $S_{\lambda} = 1490^{\circ}\text{K}$; для толщины, равной 2, — $S_{\lambda} = 1538^{\circ}\text{K}$; для толщины, равной 4, — $S_{\lambda} = 1590^{\circ}\text{K}$.

Пам кажется также полезным изучить влияние толщины пламени на его цветную температуру. Мы привели выше (§ 92) соотношение между цветной температурой T_c источника и его истинной температурой T_0 .

$$\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T_c} = \frac{\log_{\epsilon_1} \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}}{C_2 \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right)},$$

где ϵ_1 и ϵ_2 представляют испускательные способности для длин волн λ_1 и λ_2 ($\epsilon_1 > \epsilon_2$). Если толщина пламени увеличивается, то отношение $\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}$ уменьшается и, следовательно, цветная температура приближается к истинной температуре. Вычисление, выполненное при помощи вышеприведенной формулы ($\lambda_1 = 0,500 \mu$; $\lambda_2 = 0,700 \mu$), дало нам соответственно для толщины пламени, равной 1, $T_c = 1840^{\circ}\text{K}$; для толщины, равной 2, — $T_c = 1825^{\circ}\text{K}$; для толщины, равной 4, — $T_c = 1795^{\circ}\text{K}$ ¹⁾.

258bis. Ацетиленовое пламя. Ацетиленовое пламя было объектом очень большого числа работ, которые, к сожалению, не откосились к достаточно идентичным пламенам и находятся поэтому не в полном согласии друг с другом.

Спектральное изучение ацетиленового пламени во всем спектре было, в частности, выполнено Коблентцом ²⁾; испускание оказывается усложненным в инфракрасной области вследствие присутствия интенсивной полосы, обязанной своим происхождением углекислоте ($4,4 \mu$); как показывают кривые, приводимые автором, для плоского пламени, рассматриваемого по двум перпендикулярным направлениям, относитель-

¹⁾ Эти заключения, равно как и заключения, относящиеся к яркостным температурам, применимы ко всем пламенам; см., например, цифры относящиеся к карбидным пламенам (табл. 71), одно плоское, другое в виде полого цилиндра, что соответствует двойной толщине раскаленного слоя.

²⁾ Coblenz, loc. cit.

ная интенсивность этой полосы сильно зависит от толщины пламени. Этот факт может быть объяснен так же, как это было сделано нами для излучения окислов редких земель, обладающих селективной абсорбцией (§ 256).

Хотя некоторые авторы¹⁾ и отмечали особенности в коэффициенте абсорбции ацетиленового пламени, но, повидимому, он, так же как и для всех пламен, содержащих взвешенные частицы углерода, непрерывно растет от фиолетового к красному концу спектра и дальше в инфракрасную область, как это имеет место для твердого угля в различных формах и для всех твердых тел вообще.

Исследования испускания пламени в видимом спектре представляет особенный интерес ввиду того, что ацетиленовое пламя в большом числе измерений применяется в качестве эталонного источника с известным спектральным распределением. Это спектральное распределение заметно зависит от характеристик пламени, и мы прежде всего приведем данные, относящиеся к цилиндрическому пламени, осуществляемому в эталонной горелке Истмен-Кодак.

Гайд²⁾ показал, что испускание этого пламени может быть с точностью до постоянной идентифицировано во всем видимом спектре с испусканием черного тела при 2330°K .

Более поздние измерения³⁾, выполненные по методу идентификации цвета, равно как и при помощи спектрофотометра и спектропиометра, показали, что между $0,45$ и $0,70 \mu$ спектральное распределение эталонного пламени Истмен-Кодака идентично с излучением черного тела при 2360°K ⁴⁾. Это последнее значение дает цветную температуру пламени. Следует отметить, что эта температура очень мало изменяется при изменении давления газа, питающего горелку, с 9 до $7,5$ см.

Для центральной области пламени яркостная температура (для $\lambda = 0,665 \mu$), измеренная при помощи оптического пиометра, оказалась равной $S = 1728^{\circ}\text{K}$ ⁵⁾. Знания этих двух температур достаточно для того, чтобы вычислить спектральные яркости на протяжении всего видимого спектра (§ 94).

Цилиндрическое пламя эталона «Crescend Aero» дает спектральное распределение, совершенно отличное от распределения эталона Кодак и соответствующее цветной температуре $T_c = 2450^{\circ}\text{K}$; его яркостная температура (в красной части) есть $S = 1660^{\circ}\text{K}$. Не исключена возможность, что различие между оптическими температурами обоих эталонов объясняется исключительно различием в толщине пламени. Различие действительно как раз в том направлении, какого можно ожидать на основании приведенных выше вычислений (цветная температура ниже для пламени, имеющего более высокую яркостную температуру).

¹⁾ Soblenitz, loc. cit.

²⁾ Hyde, J. Frank. Inst., 170, 30, 1910.

³⁾ Hyde, Gady and Forsythe, Phys. Rev., 14, 379, 1919.

⁴⁾ Для $\lambda = 0,75 \mu$ испускание пламени уже приблизительно на 70% больше, чем для черного тела указанной температуры.

⁵⁾ При переходе от основания пламени к его вершине, яркостная температура меняется на 25° . Значение 1728°K , соответствующее центру пламени, есть в то же время среднее значение яркостных температур различных частей пламени.

Все относящееся к вопросу о температуре радиации можно найти в докладе автора, упоминавшемся выше (§ 257). Некоторые числовые данные, относящиеся к пламенам, можно найти в конце книги в табл. 71.

Электрическая дуга.

259. Электрическая дуга между угольными электродами. Уже давно поставлен вопрос, может ли положительный кратер электрической дуги между угольными электродами воспроизводить вполне определенную температуру. Вопрос этот в действительности довольно сложен, и полученные результаты до сих пор достаточно разноречивы, что объясняется наличием большого числа переменных, могущих влиять на явление. Мы укажем только четыре главнейших из них: плотность тока в дуге, природа углей, составляющих электроды, длина дуги и природа газа, в котором горит дуга. Мы оставляем в стороне остальные факторы; играющие, повидимому, второстепенную роль, в частности вопрос о форме кратера (более или менее выпуклого), в котором производятся измерения¹⁾.

Все измерения, о которых сейчас идет речь, были выполнены для дуг, положительный уголь которых располагался горизонтально, а отрицательный вертикально (или слегка наклонно к вертикали). Относительные размеры этих углей выбраны обычными, т. е. такими, чтобы иметь устойчивую дугу и равномерное сгорание углей²⁾.

Важно также брать постоянный источник напряжения с довольно большим вольтажем (120 или 220 V) и на борнах дуги поддерживать напряжение около 65 V. Пирометр наводится на центр кратера вдоль оси положительного угля.

Влияние плотности тока в дуге³⁾, длины дуги и природы газа. Результаты, найденные различными авторами при работе с дугой под нормальным атмосферным давлением, довольно противоречивы. Виолль, а затем Ваннер и др. пришли к заключению, что температура дуги не зависит от плотности тока; это утверждение оспаривалось затем Вайднером и Бюргессом⁴⁾, которые, меняя ток от 15 до 30 А, нашли возрастание яркостной температуры с 3690 до 3770° K.

Кон и Гуккель⁵⁾ вновь предприняли изучение вопроса при помощи измерений суммарной световой яркости и пришли недавно к следующим заключениям, которые, по нашему мнению, представляют интерес: для однородного очень чистого угля и для электродов из графита температура положительного кратера не зависит от природы

¹⁾ Само собой разумеется, что если в кратере дуги высвердить углубление малого диаметра и довольно глубокое, то температура, измерения там, будет отличаться от интересующей нас.

²⁾ Например, обозначая диаметр положительного угля знаком +, а отрицательного знаком —, имеем: + 13 и — 11; + 9 и — 7; + 6 и — 4,5; + 4,5 и — 3 мм.

³⁾ Цифры, приведенные в тексте, относятся к плотности тока в положительном угле.

⁴⁾ Waidner and Burgess, Bur. Stand. Bull., 1, 102, 1904 (угли: + 13 и — 11 мм).

⁵⁾ Kohn and Guckel, Zts. f. Phys., 27, 305, 1924 (относительно природы углей см. оригинальную работу). (Вольтаж источника 220 V, вольтаж на борнах дуги 65 V.)

газа (воздух, CO_2 , N, Ar); она не зависит от размеров углей и, в довольно широких пределах, от длины дуги, если плотность тока остается в пределах между 0,3 и 2,1 А/мм²¹). До 0,3 А/мм² температура непрерывно возрастает вместе с плотностью тока. Таким образом, если желают иметь вполне определенную температуру, необходимо поддерживать плотность тока в указанных пределах; эта температура представляет, повидимому, температуру кипения чистого угли под давлением в 1 ат.

Эти результаты хорошо согласуются с данными, полученными Вайднером и Бюргессом. В измерениях этих последних авторов плотность тока (от 0,12 до 0,23 А/мм²) не достигала «нормального значения», и температура возрастала вместе с плотностью тока; таким образом из данных Вайднера и Бюргесса, приведенных выше, больше доверия заслуживает максимальное значение $S_{0,660} = 3770^\circ \text{K}$. Так как их оптические измерения производились с большой тщательностью, то мы в дальнейшем примем именно это значение. В действительности измерения Вайднера и Бюргесса дали для очень чистого графита (Аксесон) число еще более высокое (приблизительно на 40°).

Влияние природы углей. Природа углей влияет очень значительно на наблюдаемую температуру. Измерения Кона и Гуквела дали вполне согласные результаты для чистого графита, однородного угля и угля с фитилем для дуги, также очень чистого; наоборот, измерения различных авторов с нечистыми углями, особенно с покупными углями с фитилем, содержащим различные соли, дали температуры более низкие, причем расхождение иногда превосходило 200° . Таким образом, желая воспроизвести вполне определенные условия, необходимо применять угли очень большой чистоты, в крайнем случае графиты из карандашей, хотя с этими последними трудно получить устойчивую дугу.

Мы бегло ознакомимся с прямыми измерениями кажущихся температур кратера дуги и постараемся затем извлечь из этих данных заключение, касающееся его истинной температуры.

260. Непосредственные измерения яркостной температуры кратера дуги. Среди лучших непосредственных измерений яркостных температур дуги укажем на весьма многочисленные и хорошо согласующиеся между собой измерения Вайднера и Бюргесса, которые привели к значению $S_{0,660} = 3770^\circ \text{K}$. Однако значение $C_2 = 14\,500$, которое принимали авторы при этих измерениях, несомненно, слишком велико; если пересчитать результаты, принимая $C_2 = 14\,320$, то получим число, на 30° большее, т. е. найдем $S_{0,660} = 3800^\circ \text{K}$ ²).

Менее точные измерения, выполненные другими исследователями (Вапнер, Ферр, Рейх и др.), не могут служить для проверки этого значения. Отметим, во всяком случае, тщательные измерения Геннинга и Гейзе³), которые дали (в красной части) $S = 3710^\circ \text{K}$.

¹) Для однородного охлаждаемого угля плотность тока должна быть больше 1 А/мм².

²) Никаких непосредственных измерений в фиолетовой части не производилось. Но если принять (что является достаточно точным), что уголь ведет себя, как серое тело, т. е. его излучательная способность не зависит от λ , то из значений, принятых выше (§ 263), мы получили бы яркостную температуру в фиолетовой области, близкой к 3850°K .

³) Hanning und Peuso, Zts. f. Phys., 33 819, 1925

Во многих исследованиях кратер угольной дуги принимался в качестве эталона яркости. Этот кратер действительно представляет собою удобный эталон, дающий высокие яркости; однако, во всяком случае, желательно вновь пересмотреть вопрос с тем, чтобы точно специфицировать характеристики применяемой дуги, равно как определить наиболее вероятные яркостные температуры ее, которые следует принимать для различных длин волн видимого спектра. Так как графит можно получать в настоящее время чрезвычайно чистым, а указания, данные выше, показывают, что температура дуги остается постоянной, несмотря на изменения плотности тока в очень широких пределах, то, по видимому, осуществление эталона, яркость которого будет определена с точностью, не меньшей 0,01, вполне возможно.

261. Измерения цветной температуры дуги. Многочисленные измерения, выполненные Люммером¹⁾ по методу изохромат, позволили ему определять температуру дуги; найденная указанным методом температура есть не что иное, как цветная температура. Мы уже говорили выше, чего можно ожидать от этого метода (§ 93), неточности которого весьма значительны вследствие того, что изохроматические прямые пересекаются под очень небольшим углом²⁾. Поэтому значение $T = 4200^\circ\text{K}$, найденное Люммером, должно рассматриваться как мало достоверное.

Недавно Прист³⁾ измерил непосредственно по методу идентификации цветов, цветную температуру кратера дуги. Из чисел, им полученных, мы останавливаемся как на наиболее достоверном (для твердых углей) значении $T_c = 3780^\circ\text{K}$. К сожалению, даваемые им указания тока (10 А) недостаточны для того, чтобы судить о плотности тока в положительном угле, размеры которого не указаны; по видимому, эта плотность меньше «нормального» значения, так что вышеприведенное значение T_c слишком мало. Новые, более полные измерения, выполненные по методу Приста, были бы крайне интересны для точного определения истинной температуры кратера дуги.

262. Измерения температуры радиации кратера дуги. Пирометр суммарной радиации гораздо менее пригоден для определения температуры дуги, чем пирометр с исчезающей нитью. Он требует, как известно, гораздо большего размера визируемого источника; поэтому, если желают иметь в центре кратера зону однородной яркости и достаточных размеров, то необходимо применять угли большого диаметра и токи огромной интенсивности. Достаточно вспомнить указания, приведенные нами выше относительно экстраполяции к высоким температурам при помощи пирометра суммарной радиации (§ 230), для того чтобы составить себе представление о трудностях подобных измерений.

Из двух значений, полученных Флери при помощи пирометрической трубки с флюоритовой линзой, мы выбираем более новое: $T_p = 3610^\circ\text{K}$, неточность которого может быть, впрочем, очень значительна.

1) Lummer, Verflüs. der Kohle, стр. 64, 1914.

2) Это нетрудно видеть на рис. 20 книги Люммера.

3) Priest, Bur. Stand. Bull., 18, 228, 1922.

263. Истинная температура кратера дуги при атмосферном давлении. Из приведенных выше непосредственных экспериментальных данных мы стараемся вывести истинную температуру кратера дуги.

Переход от яркостной температуры к истинной температуре требует знания монохроматической испускательной способности угля в красной области. Наиболее достоверные измерения ее даны выше (§ 66); они обнаруживают линейное уменьшение ϵ_1 при возрастании температуры¹⁾ и позволяют экстраполировать значения $\epsilon_1 = 0,76$ (приблизительно) для температуры, близкой к 3800°K . Исходя из $S_\lambda = 3800^\circ \text{K}$, мы приходим к значению истинной температуры $T = 3990^\circ \text{K}$ при давлении 1 ат. Принимая для S_λ несколько меньшее значение (3750°K) и для ϵ_1 соответственно несколько большее значение (0,80), мы получили бы $T = 3900^\circ \text{K}$.

Принимая во внимание неопределенность в значении цветной температуры дуги, трудно, повидимому, вывести из нее сколько-нибудь надежное значение истинной температуры. Как известно, истинная температура угля должна довольно мало отличаться от его цветной температуры. Действительно, значение T , вычисленное, исходя из S_λ , приходится между двумя значениями, принятыми выше для T_c (4200 и 3780°K). Значение 3610°K , полученное Ферри для температуры излучения дуги, позволяет составить представление об истинной температуре. При низких температурах суммарная испускательная способность угля близка к 0,50 (§ 105); с другой стороны, известно, что при высоких температурах суммарная испускательная способность стремится приблизиться к монохроматической испускательной способности в красной области (§ 98); таким образом для ϵ получаем значение между 0,50 и 0,76. Это два крайние значения дают для T соответственно 4240 и 3850°K . Среднее из них оказалось бы в хорошем согласии с числом, принятым выше.

Прибавим, наконец, что измерение суммарной световой яркости, выполненное для дуги, привело к среднему значению около 16 000 свечей/см² (табл. 70); значение это находится, с одной стороны, в хорошем согласии (§ 108) со значением $T = 3990^\circ \text{K}$, а с другой, — с видимой испускательной способностью, которая больше, чем монохроматическая испускательная способность для красных лучей, и которую можно считать близкой к 0,78²⁾.

264. Температура дуги под давлением. Мы не даем здесь полной библиографии вопроса; отметим только, что Люммеру удалось продолжить измерение до плавления в 25 ат и осуществить таким образом дугу с температурой, достигающей 6000°K . Во всяком случае, имеются серьезные трудности в получении устойчивой дуги при таких высоких давлениях, и числа Люммера довольно значительно разнятся при переходе от одной серии наблюдений к другой.

1) Этот факт находится в хорошем согласии с аналогичными результатами, полученными для металлов вольфрама, и молибдена.

2) Испускательная способность в фиолетовой части, вообще говоря, выше, чем в красной, но для угля не должна значительно отличаться от нее. Сверх того, известно, что видимая испускательная способность лежит между испускательной способностью в красной и фиолетовой частях.

Измерения, предпринятые недавно Коном и Гуккелем (§ 259) до давления в 5 ат, привели к хорошо согласующимся между собой результатам, вполне независимым от природы газа (воздух, CO_2 , N, Ar; зависимость между давлением p и истинной температурой T можно представить соотношением вида¹⁾:

$$\log_{10} p = A - \frac{B}{T} = 2,72 \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right) 10^4.$$

Кривая, представляющая это соотношение, начерченная в координатах $\left(\frac{1}{T}, \log p \right)$, есть прямая, замечательно согласующаяся с экспериментальными точками, полученными для различных газов и для давлений между 1 и 5 ат. При давлении ниже 1 ат вышеприведенное соотношение неприменимо. В приведенной формуле T_0 представляет температуру дуги при давлении в 1 ат; если принять $T_0 = 4000^\circ \text{K}$ (вместо 4200, принимаемых авторами), то для давления в 5 ат найдем $T = 4460^\circ \text{K}$.

Температура солнца.

265. Излучение солнца. Определение температуры солнца представляет крайне сложную проблему. Эта сложность зависит прежде всего от того обстоятельства, что яркость разных частей солнечного диска неодинакова; со времен Бутера известно, что спектральная яркость солнечного диска убывает от центра к краям. Из многочисленных количественных наблюдений, выполненных с тех пор²⁾, мы воспроизводим некоторые данные, заимствованные из работы Аббота³⁾. Эти числа табл. 60 показывают, что для видимого излучения спектральная яркость уменьшается приблизительно вдвое при переходе от центра солнечного диска к его краям. Это явление объясняется существованием вокруг центральной сферы (фотосферы) газового слоя (хромосферы), так что лучам, идущим от краев центральной сферы, приходится пронизывать более толстый слой хромосферы. Заметим, впрочем, что нет никаких оснований утверждать, что если бы хромосфера отсутствовала, то фотосфера представлялась бы нам диском однородной яркости, т. е. излучала бы согласно закону Ламберта; действительно, мы знаем, что это не имеет места для раскаленных металлов или угля (§ 47).

Изменения яркости, приведенные в табл. 60, ведут, как легко вычислить, к различиям в яркостных температурах, превосходящим 600° при переходе от центра солнечного диска к его краям, или к различию около 300° между средней яркостной температурой и яркостной температурой в центре. Отметим, кроме того, что абсорбция в хромосфере для синих лучей больше, чем для красных; вычисление этой абсорбции

¹⁾ В действительности, температура T не измерялась непосредственно. Она выводилась из формулы $\log B_\lambda = a - \frac{b}{T}$, которая указывает зависимость яркости от истинной температуры.

²⁾ Можно найти спектрофотометрические кривые, зарегистрированные автоматически, в работе Abbot and Fowle, *Annals of the Smithsonian Observatory*, Vol. 2, 214.

³⁾ Abbot and Fowle, *Annals of the Smithsonian Observatory*, Vol. 3, 158. Abbot, *The Sun*, p. 106.

в абсолютных единицах для центра солнца основано в настоящее время на довольно ненадежных гипотезах и расчетах.

Таблица 60. Значения относительных спектральных яркостей при удалении от центра солнечного диска.

Длина волны в μ	Расстояние от центра, выраженное в долях радиуса				
	0	0,40	0,75	0,875	0,95
0,699	1,00	0,963	0,841	0,748	0,637
0,534	1,00	0,950	0,792	0,672	0,548
0,456	1,00	0,942	0,756	0,616	0,471

Интерпретация различных наблюдений, выполненных на поверхности земли, осложняется еще более вследствие абсорбции в земной атмосфере, меняющейся от дня ко дню и зависящей от того, наблюдается ли солнце в зените или довольно далеко от зенита (рис. 162). Коэффициенты пропусксаемости атмосферного слоя на уровне моря для солнца, находящегося в зените, равны приблизительно 0,81, 0,78, и 0,62 для длин волн 0,660, 0,540 и 0,440 μ .

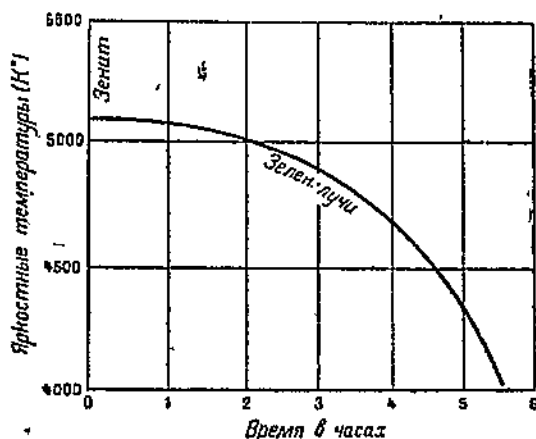


Рис. 162. Уменьшение яркостных температур солнца (в зеленых лучах) по мере удаления солнца от зенита.

Таким образом наблюдения с поверхности земли необходимо должны быть исправлены на поглощение в земной атмосфере. Эти поправки всегда характеризуются довольно значительной неопределенностью, особенно для крайнего фиолета и ультрафиолета (§ 268).

266. Температура радиации солнца. Прямое измерение температуры радиации какой-нибудь точки солнечного диска можно выполнить при помощи пирометра суммарной радиации; измерения представляют, однако, серьезные трудности (§ 230), если желают получать точные результаты. Мы приведем тем не менее число, полученное на вершине Монблана Мильошю и Ферри, исправленное на земное поглощение и относящееся к центру солнца: $T_{\text{д}} = 5660^{\circ}\text{K}^1$.

Можно получить также среднюю температуру радиации солнечного диска, исходя из наиболее достоверного современного значения солнечной постоянной $\left(1,946 \frac{\text{кал}}{\text{см}^2 \text{ мин}}\right)^2$, значения β постоянной закона Стефана (§ 29) и значений солнечного радиуса и расстояния от солнца

1) Millochau et Féry, Bull. Soc. Franç. Phys., I.
2) Abbot, Fowle and Aldrich, Public. Astroph. Observ. Smithsonian Inst. (1912—1922). Интересные указания относительно устройства пирометров, служащих в настоящее время для таких измерений солнечной постоянной, можно найти у Burgess and le Chatelier, Measurement of high temp., стр. 276.

до земли. При помощи такого вычисления найдем $T_R = 5775^\circ \text{K}$. Это число, несколько большее предыдущего, представляется более надежным. Напоминаем, что наше вычисление дает среднее значение, относящееся ко всему солнечному диску; число, соответствующее центру солнца, было бы приблизительно на 300° выше. Поправка на поглощение в хромосфере увеличила бы это значение еще на несколько сот градусов¹⁾.

267. Цветная температура солнца. Знание цветной температуры раскаленного тела всегда представляет интерес; действительно, мы видели, что для обычных раскаленных тел, изученных до сих пор, цветная температура всегда выше истинной температуры и поэтому представляет верхний предел этой последней.

Мы располагаем чрезвычайно большим числом эмпирических спектро-болометрических и спектрофотометрических кривых распределения энергии, испущенной всем солнечным диском на всем протяжении видимого спектра²⁾; будучи поправленными на поглощение в земной атмосфере, они все дают максимум около $0,470 \mu$. Для интерпретации этих кривых с целью определения цветной температуры солнца полезно обратиться к дискуссии, проведенной в § 84. Заметим между прочим, что такая оценка цветной температуры в случае солнца, имеющего максимум испускания в видимом спектре, практически совпадает с оценкой, основанной на законе смещения Вина ($\lambda_m T = 2884$), где T представляет цветную температуру. Ввиду значительного поглощения в крайнем фиолетовом конце спектра, обусловленного озоном, находящимся в атмосфере, атмосферные поправки для фиолетовых лучей, даваемые различными авторами, мало надежны; если прибавить еще, что в этой области фраунгоферовы линии очень многочисленны и очень густо расположены, то становится понятным довольно значительная неуверенность в определенной таким образом цветной температуре T_c .

Если принять значение $\lambda_m = 0,470 \mu$, следующее из наблюдений Аббота и Вильзонта, относящихся к солнечному диску в целом, то получим $T_c = 6150^\circ \text{K}$; значение, относящееся к центру солнца, было бы несколько больше.

Наблюдения Пласкетта³⁾, произведенные для центра солнца спектрофотографическим методом сравнения с источником с известным спектральным распределением, дали между $0,44$ и $0,67 \mu$ кривую, максимум которой лежит около $0,43 \mu$, что очень хорошо согласуется с цветной температурой $T_c = 6700^\circ \text{K}$. Старые измерения Нордмана⁴⁾ должны также рассматриваться как определения цветной температуры (§ 88); значения, найденные автором, оказываются гораздо меньшими, и мы не считаем возможным ими пользоваться.

¹⁾ Принимая суммарный коэффициент пропускания для центра хромосферы равным $0,7$, найдем $T = 6650^\circ \text{K}$; коэффициент пропускания $0,9$ дал бы $T = 6250^\circ \text{K}$.

²⁾ Abbot, Public. Smiths. Inst.; Astroph. J., 34, 197, 1911; Muller und Kron, Publik. Observ. Potsdam, 22, fasc. 66, 1912; Wilsing, Idem, 22, fasc. 66, 1913; fasc. 72, 1917; Abbot и сотрудники, Ann. Inst., 4, 192 1822; Smiths. Misc. Collect. 76, № 7, 1923.

³⁾ H. H. Plaskett, Public. Dominion Astroph. Observ., Victoria, 2, fasc. 12, 218, 1923. Автор стремился распространить измерения на области солнечного спектра, лишенные обращенных линий.

⁴⁾ Nordmann, C. R., 149, 557, 1909.

Зная, с одной стороны, солнечную постоянную, а с другой, — спектральное распределение солнечного излучения (спектроболометрические и спектрофотометрические измерения), можно вывести абсолютные значения спектральных энергетических яркостей солнца для каждой длины волны. Мы заимствуем из работ Миннаарта¹⁾ кривые рис. 163, выведенные из последних данных, полученных Абботом.

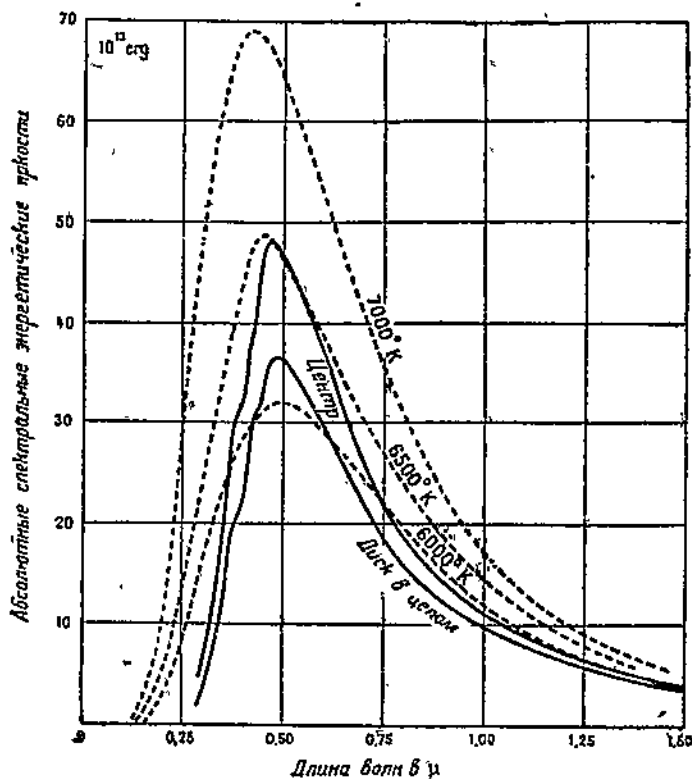


Рис. 163. Спектральные энергетические кривые солнца (для центра солнца и для всего диска в целом) за пределами земной атмосферы и энергетические кривые черного тела при 6000, 6500 и 7000° K.

Сплошные кривые относятся к солнцу: значения для центра и средние значения, относящиеся ко всему солнечному диску. Пунктирные кривые соответствуют излучениям черного тела при температуре 6000, 6500 и 7000° K. Простое рассмотрение этих кривых показывает, что суммарная энергия, излучаемая центром солнца (площадь внутри верхней сплошной кривой), приблизительно равна суммарной энергии, излучаемой черным телом при 6000° K. Что же касается спектрального распределения в видимом спектре, то оно больше приближается к распределению черного тела с температурой между 6500 и 7000° K. Ниже (§ 268) мы вернемся к рассмотрению ультрафиолетовой части этих кривых.

¹⁾ Minnaert, Bull. Astronomical Institutes of Netherlands, 2, fasc. 51, 1924.

На поверхности земли солнечное излучение имеет цветную температуру менее высокую, чем указанная выше, ибо поглощение в земной атмосфере сильнее в фиолетовой части спектра, чем в красной (§ 92 и 265). Опыт показал, что на юге летом получаются числа, правда, довольно разнообразные, между 5200 и 5600° K¹). Как известно, значение 5200° K принято за температуру черного тела, излучение которого называется условно «белым светом».

268. Непосредственные измерения яркостной температуры солнца. В то время как измерения спектрального распределения не требуют употребления источника сравнения, прямые измерения яркостной температуры источника предполагают предварительную градуировку, выполненную при помощи черного тела; они относятся непосредственно к области монохроматической пирометрии.

Сказать правду, немногие прямые измерения яркостной температуры солнца заслуживают доверия. Трудность лежит, очевидно, в очень большом значении отношения между спектральной яркостью солнца и спектральной яркостью, которую можно осуществить в лаборатории при помощи черного тела хорошо известной температуры.

Мы отметим, прежде всего, измерения Курльбаума (1911)²), выполненные посредством спектропирометра с исчезающей нитью, подобного описанному в § 125. Вместо того чтобы образовать изображение солнца на стандартной нити, автор осуществлял ослабление солнечной яркости до определенной доли, могущей быть вычисленной (около 0,00002), освещая солнечными лучами экран из магнезии, с известным коэффициентом отражения, помещенный под углом 45° непосредственно перед нитью пирометра³). Эталонирование стандартной лампы было выполнено предварительно наводкой пирометра на черное тело при различных температурах.

Мы перечислили цифры, полученные Курльбаумом, относя расчеты к значению $C_2 = 14,320$, и дали соответственно для $\lambda = 0,651, 0,588, 0,521$ и $0,485 \mu$ значения $S_\lambda = 6120, 6110, 6250$ и $6230^\circ K$.

Следует теперь же отметить, что эти значения относятся ко всему солнечному диску в целом. Чтобы привести их к значениям для центра, надо прибавить к ним поправку, близкую к 300° (§ 265).

Не опровергая вышеприведенных значений, единственных с которыми мы располагаем до настоящего времени, мы считаем необходимым обратить внимание⁴) на тот факт, что эти числа плохо согласуются в своих относительных значениях с тем, что известно относительно источников, которые можно охарактеризовать цветной температурой. Для таких источников яркостная температура S_λ должна регулярно возрастать от красного конца к фиолетовому; кроме того, кривая, дающая $\frac{1}{S_\lambda}$ в функции λ должна быть прямой, ордината которой в на-

¹) Priest, J. Opt. Soc., 7, 78, 1923.

²) Kurlbaum, Berl. Ber., 541, 1911 (Измерения температуры солнца).

³) Относительно ослабления при помощи экрана из магнезии см. Hering, Handbuch der Physik, IX., стр. 566.

⁴) G. Ribaud, Commun. Soc. Franç. Phys. Section de Nancy, 28 fev. 1930, Bull. 289.

чале координат имеет значение, равное обратной величине цветной температуры (§ 94).

Числа, полученные Курльбаумом, не представляя желательного регулярного хода, приводят тем не менее, хотя и довольно грубо, к приемлемому значению цветной температуры.

Иначе обстоит с числами, полученными Шумом (1914)¹⁾ при помощи пиометра с исчезающей нитью, с большим фокусным расстоянием, снабженного цветными стеклами. Экстраполяция выполнялась с помощью нейтральных стекол, уменьшающих спектральную яркость изображения солнца до величины того же порядка, как и яркость, осуществляемая стандартной нитью. Полученные числа, относящиеся к центру солнца, исправленные на поглощение в земной атмосфере и приведенные нами к значению $C_0 = 14\,320$, суть соответственно 7050, 5750 и 5100°K для длин волн 0,661, 0,537 и 0,446 μ . Эти значения никоим образом не согласуются с замечанием, сделанным выше, ибо наблюдаемая яркостная температура оказалась в фиолетовой части меньше, чем в красной. Несомненно, в измерениях Шуна имеются серьезные ошибки, которые, по всей вероятности, сводятся к неверным значениям эффективных длин волн цветных стекол или к неправильному эталонированию примененных поглощающих стекол.

Фабри и Бюиссон (1922)²⁾ измерили яркостную температуру солнца в крайнем фиолете, выравнивая монохроматическое излучение центра солнечного диска и кратера дуги. Для $\lambda = 0,394 \mu$ отношение яркости солнца (за пределами земной атмосферы)³⁾ к яркости кратера дуги было найдено равным 40; принимая для дуги $S_\lambda = 3750^\circ K$, находим отсюда для центра солнца, после введения поправки на поглощение в атмосфере, значение яркостной температуры, равное 6020°K. Длина волны $\lambda = 0,292 \mu$ дала температуру 5970°K.

Простое сопоставление кривых рис. 163 показывает, что яркостная температура в центре солнца должна быть для середины видимого спектра близкой к 6500°K; имеется, таким образом, удовлетворительное согласие между значениями, выводимыми из наблюдений Аббота и изменениями Курльбаума. Следует также обратить внимание на то, что измерения Фабри и Бюиссона для $\lambda = 394 \mu$ очень хорошо согласуются с рис. 163; наоборот, для более коротких волн значение, полученное этими авторами, подтверждает высказанное ими в их работе утверждение, что «ультрафиолетовое излучение солнца значительно интенсивнее, чем предполагает Аббот».

Кривые рис. 163 должны были бы быть заметно приподняты со стороны ультрафиолетового конца. Во всяком случае, даже не смотря на эту поправку, яркостная температура солнца и, следовательно, его испускательная способность в ультрафиолете, по видимому, меньше, чем в видимом спектре, в противоположность тому, что известно относительно обычных металлов.

1) Shook, *Astroph. J.*, 39, 277, 1914.

2) Fabry et Buisson, *C. R.*, 175, 156, 1922.

3) Авторы позаботились выбрать области солнечного спектра, свободные от линий; поправки, связанные с поглощением в озоне атмосферы, были выполнены с полной надежностью.

269. Истинная температура и испускательная способность солнца. Из приведенных данных надлежит теперь вывести то, что можно было бы назвать температурой солнца (точнее его поверхности). Нужно теперь же сознаться, что вопрос этот довольно тонкий и что принятые в настоящее время значения довольно ненадежны.

Можно утверждать с абсолютной уверенностью, что истинная температура солнца выше яркостной температуры и температуры радиации его, найденных непосредственно из опыта. Так как для всех тел, изученных до настоящего времени, цветная температура выше истинной температуры, то довольно вероятно, что то же должно иметь место и для солнца, хотя в настоящий момент нет никаких оснований считать это заключение абсолютно верным.

Из всего вышеизложенного можно заключить, что истинная температура солнца выше 6700°K и близка, может быть, к 7000°K .

Принимая это последнее значение и обращаясь к рис. 163, найдем испускательные способности солнца для длин волн 0,5 и 1 μ равными соответственно 0,70 и 0,63; если температуру солнца принять за 6700°K , то испускательные способности получились бы 0,90 и 0,73. Эти испускательные способности гораздо выше, чем наблюдавшиеся на твердых металлах, особенно, если принять во внимание, что для этих последних испускательные способности уменьшаются при возрастании температуры. Газовая природа внешней части фотосферы могла бы объяснить эти исключительно высокие значения испускательных способностей.

В оценке температур, сделанные выше, следовало бы, наконец, ввести поправки, связанные с поглощением в хромосфере, для того чтобы составить представление об истинной температуре фотосферы. Но, принимая во внимание большую неуверенность в значениях абсорбции в хромосфере, мы предпочитаем воздержаться от вычисления каких-либо поправок этого рода.

270. Яркостная и цветная температуры луны. Хотя этот вопрос не представляет прямого пирометрического интереса, нам казалось, тем не менее, полезным кратко коснуться его, чтобы на конкретном примере показать, каким образом ставится проблема, в которую входит отражение излучения на рассеивающей поверхности.

Яркостная температура в центре полной луны, измеренная Форсайтом¹⁾ посредством пирометра с исчезающей нитью, была найдена (для красных лучей) равной $S_{0,6\mu} = 1275^{\circ}\text{K}$. Измеряя тем же пирометром, снабженным красным и фиолетовым фильтрами (§ 87), яркости луны для двух длин волн, Форсайт мог определить также значения цветной температуры излучения, отраженного луной и наблюдаемого на поверхности земли. Он нашел $T_c = 4125^{\circ}\text{K}$.

Разность между цветной температурой прямого солнечного излучения и излучения, отраженного поверхностью луны, зависит от того, что коэффициент отражения луны в красной области почти в два раза больше, чем в фиолетовой. Малое же значение яркостной температуры луны объясняется малостью ее альбедо, достигающего в красных лучах только 0,10.

¹⁾ Forsytho, Nature, 111, 533 1923.

Таблица 61. Значения спектральной энергетической светимости ($C_2 = 14\,350$)

	$T = 1000^{\circ} \text{K}$	1200°K	1400°K	1600°K	1800°K	2000°K
$\lambda = 0,40 \mu$	$10^{-13} \cdot 26$	$10^{-13} \cdot 101$	$10^{-12} \cdot 727$	$10^{-11} \cdot 1\,787$	$10^{-10} \cdot 2\,158$	$10^{-9} \cdot 1\,584$
» 41	54	186	1 200	3 728	3 101	2 168
» 42	111	380	1 926	4 073	4 368	2 015
» 43	214	568	3 024	5 949	6 037	3 856
» 44	416	954	4 642	8 519	8 204	5 022
» 45	766	2 559	6 946	11 976	10 965	6 449
» 46	1 375	2 490	10 210	16 550	14 440	8 171
» 47	2 369	3 388	14 740	22 510	18 750	10 226
» 48	4 091	5 947	20 890	30 140	24 030	12 650
» 49	6 776	8 933	29 130	39 810	30 420	15 480
» 50	10 990	13 169	40 030	51 890	38 080	18 760
» 51	17 460	19 020	54 170	66 820	47 140	22 510
» 52	27 280	27 090	72 340	85 020	57 780	26 770
» 53	41 740	38 000	95 450	107 060	70 160	31 580
» 54	62 670	52 550	124 300	133 400	84 410	36 950
» 55	92 730	71 710	160 200	164 600	100 720	42 920
» 56	143 900	96 660	208 300	201 200	119 250	49 520
» 57	193 500	128 700	257 700	243 900	140 060	56 740
» 58	274 100	169 400	322 100	293 400	163 470	64 640
» 59	382 600	220 500	399 000	349 900	189 430	73 180
» 60	527 300	284 200	490 100	414 600	218 200	82 400
» 61	718 400	362 700	596 700	487 600	249 800	92 300
» 62	968 400	458 800	721 500	569 900	284 300	102 850
» 63	1 291 500	575 300	866 000	661 800	321 800	114 100
» 64	1 704 100	715 300	1 032 100	764 000	362 500	126 000
» 65	2 226 100	882 400	1 221 300	877 200	406 400	138 500
» 66	2 882 000	1 080 200	1 437 500	1 001 600	453 300	151 700
» 67	3 697 900	1 312 900	1 681 400	1 138 200	503 600	165 500
» 68	4 706 000	1 585 900	1 955 500	1 287 000	557 100	179 900
» 69	5 939 800	1 900 800	2 261 700	1 448 000	613 800	194 900
» 70	7 440 500	2 266 700	2 601 900	1 623 000	673 600	210 400
» 71	9 251 200	2 686 000	2 979 200	1 810 000	736 700	226 500
» 72	11 419 000	3 165 000	3 395 100	2 012 000	803 000	243 000
» 73	14 005 000	3 706 800	3 851 300	2 227 000	872 000	260 000
» 74	17 063 000	4 321 700	4 348 600	2 456 000	944 300	277 300
» 75	20 663 000	5 013 000	4 891 000	2 700 000	1 019 500	295 100
» 76	24 874 000	5 785 600	5 480 900	2 957 000	1 097 100	313 800

¹) Числа, фигурирующие в первых двенадцати колонках, вычислены на основании формулы Вина (λ в микроградусах). Для другого значения C_2 все эти числа могут быть исправлены при помощи соотношения: Вышеприведенные значения представляют собою относительные значения, соответствующие $C_1 = 1$. Значения эти взяты из работы у Р. в г. у (Г. О. Р. В. А. М., 4, 331 1920).

черного тела¹⁾ при различных температурах λ для различных длин волн.
микрон-градусов).

2200° К	2400° К	2600° К	3000° К	3600° К	5000° К	5500° К
$10^{-8} \cdot 809$	$10^{-8} \cdot 3148$	$10^{-7} \cdot 994$	$10^{-7} \cdot 6256$	$10^{-6} \cdot 4612$	$10^{-5} \cdot 7465$	$10^{-5} \cdot 7482$
1064	4005	1230	7403	5056	7872	7878
1378	5026	1502	8663	5782	8244	8252
1767	6220	1813	10038	6407	8591	8601
2212	7608	2163	11520	7051	8911	8923
2747	9194	2555	13111	7724	9208	9222
3373	10995	2989	14798	8373	9475	9492
4096	13020	3464	16580	9041	9716	9737
4923	15280	3982	18460	9712	9933	9957
5860	17770	4544	19975	10378	10123	10151
6914	20500	5143	22410	11039	10286	10319
8087	23480	5784	24460	11688	10429	10466
9382	26690	6464	26514	12329	10544	10586
10810	30150	7180	28730	12954	10639	10686
12370	33830	7930	30930	13563	10712	10764
14050	37750	8712	33205	14148	10762	10820
15870	41900	9524	35444	14715	10797	10862
17820	46240	10364	37675	15260	10813	10882
19900	50790	11234	39920	15782	10811	10887
22110	55530	12112	42058	16280	10793	10877
24430	60460	13012	44356	16752	10763	10858
26880	65530	13936	46542	17197	10716	10815
29450	70770	14868	48702	17618	10660	10767
32120	76120	15808	50804	18010	10590	10702
34910	81620	16742	52880	18332	10510	10632
37790	87200	17691	54900	18713	10420	10547
40760	92850	18642	56990	19024	10323	10454
43820	98610	19590	58770	19313	10218	10362
46960	104410	20540	60640	19573	10101	10252
50160	110290	21480	62400	19809	9985	10141
53420	116140	22400	64090	20022	9861	10024
56740	121930	23210	65740	20207	9732	9903
60120	127860	24220	67320	20368	9600	9776
63520	133720	25120	68820	20511	9462	9652
66960	139570	25980	70230	20627	9323	9514
70420	145350	26890	71600	20725	9179	9377
73910	151100	27670	72870	20828	9035	9239

ражено в микронах); числа последней колонны вычислены исходя из формулы Планка ($\sigma_1 = 14850$ мк-
 $\frac{dr}{r} = -\frac{d\sigma_1}{\lambda^2}$).

Для получения абсолютных значений спектральной эффективности нужно умножить эти числа на σ_1 (см. § 35).

Таблица 62. Отношения спектральной светимости r_λ (или яркости) к максимальной светимости r_m (в максимуме испускания) для черного тела как функция λT 1 ($C_2 = 14\,350$) $r_m = 1,301 \left(\frac{T}{1000} \right)^5$.

λT в микро- градусах	$\frac{r_\lambda}{r_m}$	λT в микро- градусах	$\frac{r_\lambda}{r_m}$	λT в микро- градусах	$\frac{r_\lambda}{r_m}$
400 . . .	0,000000007367	880 . . .	0,004503	2350 . . .	0,8945
410 . . .	0,000000001562	890 . . .	0,005110	2400 . . .	0,9147
420 . . .	0,000000003185	900 . . .	0,005785	2450 . . .	0,9325
430 . . .	0,000000006270	920 . . .	0,007326	2500 . . .	0,9479
440 . . .	0,00000001198	940 . . .	0,009169	2550 . . .	0,9612
450 . . .	0,00000002201	960 . . .	0,01134	2600 . . .	0,9722
460 . . .	0,00000003943	980 . . .	0,01388	2650 . . .	0,9815
470 . . .	0,00000006879	1000 . . .	0,01682	2700 . . .	0,9888
480 . . .	0,0000001171	1030 . . .	0,02204	2750 . . .	0,9940
490 . . .	0,0000001942	1050 . . .	0,02609	2800 . . .	0,9974
500 . . .	0,0000003154	1080 . . .	0,03314	2850 . . .	0,9995
510 . . .	0,0000005016	1100 . . .	0,03852	2900 . . .	1,0000
520 . . .	0,0000007818	1120 . . .	0,04441	2950 . . .	0,9990
530 . . .	0,000001196	1150 . . .	0,05436	3000 . . .	0,9967
540 . . .	0,000001799	1160 . . .	0,05794	3100 . . .	0,9886
550 . . .	0,000002660	1180 . . .	0,06562	3200 . . .	0,9762
560 . . .	0,000003874	1200 . . .	0,07391	3300 . . .	0,9603
570 . . .	0,000005561	1220 . . .	0,08278	3400 . . .	0,9418
580 . . .	0,000007869	1250 . . .	0,09720	3500 . . .	0,9209
590 . . .	0,00001099	1300 . . .	0,1243	3600 . . .	0,8982
600 . . .	0,00001514	1350 . . .	0,1548	3700 . . .	0,8742
610 . . .	0,00002063	1400 . . .	0,1887	3800 . . .	0,8492
620 . . .	0,00002781	1450 . . .	0,2254	3900 . . .	0,8236
630 . . .	0,00003706	1500 . . .	0,2647	4000 . . .	0,7975
640 . . .	0,00004839	1550 . . .	0,3069	4100 . . .	0,7714
650 . . .	0,00006389	1600 . . .	0,3486	4200 . . .	0,7453
660 . . .	0,00008275	1650 . . .	0,3922	4300 . . .	0,7193
670 . . .	0,0001061	1700 . . .	0,4383	4400 . . .	0,6938
680 . . .	0,0001351	1750 . . .	0,4804	4500 . . .	0,6686
690 . . .	0,0001705	1800 . . .	0,5241	4600 . . .	0,6440
700 . . .	0,0002135	1850 . . .	0,5669	4700 . . .	0,6200
710 . . .	0,0002655	1900 . . .	0,6086	4800 . . .	0,5967
720 . . .	0,0003276	1950 . . .	0,6487	4900 . . .	0,5740
740 . . .	0,0004897	2000 . . .	0,6871	5000 . . .	0,5521
760 . . .	0,0007136	2050 . . .	0,7236	5200 . . .	0,5103
780 . . .	0,001018	2100 . . .	0,7579	5400 . . .	0,4715
800 . . .	0,001419	2150 . . .	0,7900	5600 . . .	0,4355
820 . . .	0,001944	2200 . . .	0,8196	5800 . . .	0,4023
840 . . .	0,002615	2250 . . .	0,8470	6000 . . .	0,3716
860 . . .	0,003458	2300 . . .	0,8719	6200 . . .	0,3435

λT в микро- градусах	$\frac{r_\lambda}{r_m}$	λT в микро- градусах	$\frac{r_\lambda}{r_m}$	λT в микро- градусах	$\frac{r_\lambda}{r_m}$
6400	0,3177	10 000	0,08970	15 200	0,02252
6600	0,2940	10 400	0,07932	15 600	0,02059
6800	0,2728	10 800	0,07036	16 000	0,01886
7 000	0,2528	11 200	0,06261	16 500	0,01693
7 200	0,2340	11 600	0,05588	17 000	0,01525
7 400	0,2173	12 000	0,05001	17 500	0,01376
7 600	0,2019	12 400	0,04488	18 000	0,01246
7 800	0,1878	12 800	0,04039	18 500	0,01130
8 000	0,1748	13 200	0,03645	19 000	0,01027
8 400	0,1519	13 600	0,03295	19 500	0,009362
8 800	0,1324	14 000	0,02986	20 000	0,008548
9 200	0,1159	14 400	0,02713	20 500	0,007820
9 600	0,1018	14 800	0,02469		

Таблица 63. Относительные значения спектральной энергетической яркости (или светимости) черного тела при различных температурах.

(Эти значения вычислены, исходя из формулы Планка $C_1 = 14\,850$, и умножены на подходящее для каждой температуры множитель с таким расчетом, чтобы для $\lambda = 550$ м μ получалась светимость, равная 100.)

Относительные значения b_λ для температур:

λ в микро- микронах	1000° К	1100° К	1200° К	1300° К	1400° К	1500° К	1600° К
400	0,01902	0,04826	0,1049	0,2026	0,3558	0,5790	0,8883
410	0,04032	0,09454	0,1922	0,3510	0,5875	0,9176	1,357
420	0,08221	0,1786	0,3412	0,5807	0,9448	1,417	2,025
430	0,1618	0,3272	0,5886	0,9874	1,481	2,140	2,956
440	0,3030	0,5915	0,9870	1,516	2,270	3,164	4,237
450	0,5631	1,004	1,614	2,412	3,403	4,584	6,951
460	1,018	1,688	2,576	3,683	5,001	6,519	8,221
470	1,776	2,774	4,024	5,513	7,215	9,108	11,18
480	3,023	4,450	6,153	8,092	10,24	12,53	14,98
490	5,013	6,985	9,224	11,67	14,26	16,98	19,78
500	8,141	10,76	13,58	16,56	19,61	22,69	25,79
510	12,95	16,28	19,66	23,12	26,54	29,90	33,21
520	20,18	24,14	28,02	31,31	35,47	38,93	42,25
530	30,37	35,18	39,31	43,14	46,74	50,02	53,17
540	46,44	50,60	54,38	57,80	60,95	63,69	66,29

Относительные значения b_λ для температур:

λ в микрон- микронах	1000° K	1100° K	1200° K	1300° K	1400° K	1500° K	1600° K
550	68,86	71,61	74,16	76,49	78,51	80,18	81,70
560	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0
570	148,6	137,6	133,0	129,4	126,2	123,4	121,2
580	203,1	187,3	175,2	165,6	157,9	151,2	145,9
590	283,7	251,7	228,2	210,0	195,5	183,5	174,0
600	390,8	334,4	298,9	263,6	239,9	221,0	206,1
610	532,5	440,3	375,6	323,5	292,5	264,4	242,4
620	717,9	572,6	474,5	405,1	353,6	313,9	283,2
630	956,6	738,3	594,9	495,9	424,3	370,3	329,1
640	1262	942,5	739,9	602,8	505,5	433,8	379,8
650	1649	1194	912,3	727,8	598,9	505,2	436,2
660	2136	1501	1118	871,9	704,7	585,0	493,0
670	2739	1868	1350	1038	823,5	673,5	565,9
680	3487	2309	1640	1228	957,6	771,5	640,0
690	4401	2837	1967	1444	1108	879,5	720,1
700	5511	3458	2346	1690	1275	997,7	806,3
710	6858	4186	2778	1966	1461	1127	900,1
720	8456	5037	3278	2272	1663	1267	999,3

Относительные значения λ для температур:

λ в микрон- микронах	1700° K	1800° K	1900° K	2000° K	2200° K	2400° K	2600° K
400	1,295	1,808	2,441	3,194	5,096	7,512	10,44
410	1,916	2,601	3,417	4,374	6,706	9,551	12,91
420	2,772	3,660	4,700	5,878	8,676	12,00	15,78
430	3,931	5,063	6,353	7,781	11,08	14,85	19,01
440	5,479	6,882	8,440	10,14	13,94	18,16	22,71
450	7,498	9,194	11,04	13,01	17,32	21,95	26,88
460	10,09	12,11	14,26	16,49	21,26	26,25	31,36
470	13,40	15,72	18,16	20,63	25,82	31,07	36,38
480	17,53	20,14	22,85	25,52	31,03	36,45	41,80
490	22,64	25,50	28,38	31,24	36,92	42,99	47,69
500	28,90	31,94	34,95	37,85	43,55	48,95	53,09
510	36,44	39,52	42,55	45,40	50,95	56,03	60,75
520	45,46	48,46	51,35	54,03	59,18	63,07	67,88
530	56,12	58,82	61,34	63,70	68,06	71,92	75,37
540	68,65	70,81	72,75	74,49	77,94	80,72	83,26
550	83,20	84,45	85,65	86,57	88,52	90,04	91,49
560	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0
570	112,3	117,4	115,9	114,5	112,3	110,4	108,8
580	141,1	137,1	133,6	130,5	125,4	121,2	117,9
590	165,9	158,9	153,0	147,7	139,3	132,6	127,1

Относительные значения b_λ для температур:

λ в микро- нронах	1700° К	1800° К	1900° К	2000° К	2200° К	2400° К	2600° К
600	193,5	182,9	174,0	166,3	158,9	144,2	136,6
610	224,4	209,5	197,1	186,3	169,5	156,4	146,3
620	258,6	238,5	221,7	207,7	185,5	168,9	156,1
630	296,3	270,0	248,5	230,2	202,4	181,7	165,9
640	337,8	308,9	278,9	254,3	220,0	194,7	175,9
650	383,0	340,7	307,4	279,4	238,2	203,1	185,9
660	432,1	380,2	339,2	306,0	258,9	221,8	195,7
670	484,7	422,2	373,4	334,0	276,0	235,5	205,8
680	541,5	467,0	409,3	362,9	295,7	249,3	215,6
690	602,7	514,8	446,9	393,1	316,2	263,1	225,6
700	668,1	564,8	486,6	424,7	336,8	277,2	235,3
710	737,7	618,0	527,7	456,8	357,6	291,1	244,9
720	811,3	672,9	570,0	490,1	378,6	305,2	254,4

Относительные значения b_λ для температур:

λ в микро- нронах	2800° К	3000° К	3250° К	3500° К	3750° К	4000° К	4500° К	5000° К
400	13,82	17,66	22,97	28,73	34,90	41,89	54,95	68,91
410	16,71	20,87	26,57	32,60	38,98	45,54	58,97	72,54
420	19,94	24,44	30,42	36,67	43,14	49,70	62,91	76,00
430	23,54	28,38	34,66	40,90	47,41	53,92	66,76	79,23
440	27,52	32,52	38,88	45,30	51,72	58,13	70,48	82,17
450	31,86	36,99	43,43	49,79	56,08	62,26	74,00	84,90
460	36,55	41,78	48,15	54,38	60,46	66,31	77,35	87,42
470	41,60	46,81	53,03	59,06	64,80	70,32	80,47	89,71
480	47,03	52,08	58,07	63,70	69,14	74,20	83,42	91,72
490	52,71	57,54	63,21	68,47	73,34	77,93	86,22	93,49
500	58,78	63,22	68,41	73,14	77,57	81,63	88,78	95,02
510	65,08	69,11	73,67	77,82	81,63	85,11	91,13	96,41
520	71,64	75,08	79,01	82,39	85,58	88,42	93,38	97,50
530	78,45	81,28	84,29	86,94	89,40	91,55	95,25	98,41
540	85,46	87,43	89,56	91,36	93,10	94,50	97,06	99,07
550	92,68	93,71	94,84	95,69	96,55	97,33	98,58	99,85
560	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0
570	107,4	106,3	105,1	104,0	103,1	102,4	101,1	100,2
580	115,1	112,7	110,2	108,0	106,2	104,7	102,2	100,3
590	122,7	119,0	115,1	111,8	109,0	106,8	103,0	100,2
600	130,4	125,3	119,9	115,4	111,7	108,7	103,6	100,1
610	138,1	131,5	124,6	118,9	114,3	110,4	104,1	99,57
620	145,8	137,5	129,0	123,1	116,5	111,9	104,6	98,13
630	153,5	143,4	133,3	125,2	118,7	113,2	104,7	98,50
640	161,1	149,3	137,6	128,2	120,7	114,5	104,8	97,92

Относительные значения ϵ_λ для температур:

λ в микрон- микронах	2800° К	3000° К	3250° К	3500° К	3750° К	4000° К	4500° К	5000° К
650	168,6	155,0	141,6	130,9	122,4	115,5	104,8	97,16
660	176,1	160,5	145,4	133,5	124,0	116,3	104,6	96,24
670	183,2	166,0	149,1	135,9	125,4	117,1	104,3	95,35
680	190,5	171,2	152,6	138,1	126,7	117,7	104,0	94,39
690	197,5	176,3	155,8	140,1	127,9	118,2	103,5	93,44
700	204,4	181,2	158,8	142,0	128,8	118,5	103,0	92,33
710	211,3	185,8	161,8	143,6	129,7	118,7	102,5	91,24
720	217,7	190,1	164,4	145,1	130,4	118,7	101,7	90,07

Относительные значения ϵ_λ для температур:

λ в микрон- микронах	5500° К	6000° К	6500° К	7000° К	8000° К	9000° К	10 000° К	12 000° К
400	82,72	96,37	109,4	121,9	145,0	165,3	182,9	212,4
410	85,73	93,58	110,6	122,2	143,1	161,2	177,0	202,7
420	88,50	100,5	111,5	122,1	140,9	157,2	170,9	193,6
430	90,90	102,0	112,2	121,8	138,5	152,9	165,1	184,6
440	93,05	103,3	112,5	121,2	136,0	148,6	159,2	176,0
450	94,93	104,1	112,4	120,1	133,4	144,3	153,4	167,9
460	96,51	104,8	112,2	119,0	130,5	140,0	147,7	160,0
470	97,86	105,1	111,7	117,6	127,5	135,7	142,3	152,7
480	98,87	105,5	111,0	116,1	124,5	131,4	136,8	145,6
490	99,70	105,3	110,0	114,3	121,5	127,2	131,7	138,7
500	100,4	105,0	109,0	112,6	118,3	123,0	126,7	132,3
510	100,7	104,5	107,7	110,6	115,3	119,0	121,8	126,2
520	100,9	103,9	106,3	108,7	112,1	115,0	117,0	120,4
530	100,9	103,1	104,8	106,5	109,0	111,1	112,5	114,9
540	100,7	102,2	103,4	104,5	106,0	107,2	108,1	109,6
550	100,4	101,1	101,7	102,3	103,0	103,6	104,0	104,7
560	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0
570	99,38	98,77	98,20	97,75	97,05	96,58	95,98	95,46
580	98,73	97,51	96,41	95,60	94,14	93,14	92,31	91,19
590	97,89	96,03	94,51	93,28	91,36	89,92	88,75	87,16
600	96,90	94,62	92,58	91,05	88,50	86,76	85,21	83,34
610	95,97	93,09	90,75	88,84	85,87	83,66	82,02	78,73
620	94,89	91,63	88,90	86,73	83,24	80,71	78,91	76,20
630	93,63	90,02	86,94	84,50	80,68	77,90	75,78	72,97
640	92,49	88,40	84,96	82,37	78,18	75,21	72,93	69,78
650	91,26	86,71	83,05	80,21	75,73	72,54	70,10	66,83
660	89,98	85,09	81,20	78,15	73,36	69,99	67,51	64,02
670	88,63	83,43	79,33	76,05	71,12	67,55	64,90	61,33
680	87,24	81,83	77,44	74,04	69,83	65,20	62,49	58,77

Относительные значения β_λ для температур

λ в миллиметрах	500° К	600° К	650° К	700° К	800° К	900° К	10 000° К	12 000° К
690	85,89	80,17	75,59	72,11	66,73	62,93	60,12	56,38
700	84,46	78,47	73,80	70,16	64,68	60,75	57,87	54,09
710	82,98	76,82	72,07	68,30	62,67	58,65	55,76	51,89
720	81,54	75,20	70,29	66,43	60,70	56,62	53,70	49,77

Относительные значения β_λ для температур

λ в миллиметрах	14 000° К	16 000° К	18 000° К	20 000° К	22 000° К	24 000° К	26 000° К	28 000° К
400	235,1	253,4	267,6	278,9	288,7	296,8	303,6	309,6
410	222,5	237,9	250,4	260,0	268,3	275,0	280,9	285,7
420	210,4	224,0	234,4	242,5	249,5	255,2	260,1	264,2
430	199,1	210,5	219,4	226,2	232,2	237,0	241,0	244,5
440	188,4	198,3	205,6	211,3	216,8	220,4	223,9	226,6
450	178,4	186,6	192,8	197,5	201,8	205,2	207,9	210,4
460	169,0	175,8	181,1	185,0	188,5	191,3	193,5	195,6
470	160,0	165,8	170,1	173,2	176,2	178,4	180,4	181,8
480	151,7	156,3	159,8	162,5	164,9	166,7	168,2	169,4
490	143,7	147,6	150,4	152,5	154,4	155,8	157,2	158,1
500	136,3	139,3	141,7	143,2	144,7	145,9	146,8	147,6
510	129,3	131,6	133,4	134,6	135,8	136,6	137,4	138,0
520	122,7	124,5	125,8	126,1	127,6	128,1	128,8	129,0
530	116,5	117,8	118,7	119,2	119,8	120,3	120,7	120,9
540	110,7	111,5	112,1	112,3	112,7	113,0	113,2	113,4
550	105,1	105,5	105,8	105,9	106,2	106,2	106,3	106,4
560	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0	100,0
570	95,10	94,81	94,60	94,37	94,38	94,19	94,15	94,02
580	90,49	90,05	89,55	89,22	88,98	88,80	88,58	88,42
590	86,15	85,46	84,91	84,38	84,04	83,79	83,56	83,28
600	82,05	81,14	80,42	79,83	79,50	79,09	78,81	78,58
610	78,17	77,16	76,30	75,64	75,21	74,75	74,40	74,14
620	74,51	73,29	72,40	71,67	71,16	70,63	70,35	69,96
630	71,05	69,74	68,82	67,95	67,45	66,89	66,51	66,09
640	67,74	66,44	65,32	64,49	63,91	63,35	62,97	62,53
650	64,69	63,23	62,09	61,21	60,55	60,03	59,61	59,14
660	61,78	60,26	59,10	58,18	57,54	56,94	56,50	56,02
670	59,01	57,42	56,25	55,29	54,59	54,03	53,54	53,14
680	56,43	54,79	53,61	52,61	51,93	51,31	50,79	50,38
690	53,90	52,28	51,08	50,05	49,39	48,75	48,26	47,82
700	51,61	49,94	48,66	47,68	46,95	46,35	45,81	45,45
710	49,35	47,70	46,41	45,40	44,69	44,09	43,63	43,16
720	47,24	45,55	44,32	43,27	42,59	41,97	41,45	41,04

Таблица 64. Значения $\frac{1}{T} \cdot 10^3$ для различных значений температуры между 700 и 8000° С.

в градусах С	в градусах К	$\frac{1}{T} \cdot 10^3$	в градусах С	в градусах К	$\frac{1}{T} \cdot 10^3$
700	978	1027,75	975	1248	801,28
5	78	1022,49	80	58	798,08
10	83	1017,29	85	58	794,91
15	88	1012,15	90	63	791,97
20	93	1007,05	95	68	788,64
25	98	1002,00	1000	73	785,55
30	1003	997,01	5	78	782,47
35	8	992,06	10	83	779,42
40	13	987,17	15	88	776,40
45	18	982,32	20	93	773,40
50	23	977,52	25	98	770,42
55	28	972,76	30	1303	767,46
60	33	968,02	35	8	764,53
65	38	963,39	40	13	761,51
70	43	958,77	45	18	758,73
75	48	954,20	50	23	755,86
80	53	949,67	55	28	753,01
85	58	945,18	60	33	750,19
90	63	940,73	65	38	747,38
95	68	936,33	70	43	744,60
800	73	931,97	75	48	741,84
5	78	927,64	80	53	739,10
10	83	923,36	85	58	736,38
15	88	919,12	90	63	733,68
20	93	914,91	95	68	730,99
25	98	910,75	1100	73	728,33
30	1103	906,62	5	78	725,69
35	8	902,53	10	83	723,07
40	13	898,47	15	88	720,46
45	18	894,45	20	93	717,88
50	23	890,47	25	98	715,31
55	28	886,52	30	1403	712,76
60	33	882,61	35	8	710,23
65	38	878,73	40	13	707,71
70	43	874,89	45	18	705,22
75	48	871,08	50	23	702,74
80	53	867,30	55	28	700,28
85	58	863,56	60	33	697,84
90	63	859,85	65	38	695,41
95	68	856,16	70	43	693,00
900	73	852,51	75	48	690,61
5	78	848,90	80	53	688,23
10	83	845,31	85	58	685,87
15	88	841,75	90	63	683,53
20	93	838,22	95	68	681,20
25	98	834,72	1200	73	678,89
30	1203	831,26	5	78	676,59
35	8	827,81	10	83	674,31
40	13	824,40	15	88	672,04
45	18	821,02	20	93	669,79
50	23	817,66	25	98	667,56
55	28	814,33	30	1503	665,34
60	33	811,03	35	8	663,12
65	38	807,75	40	13	660,93
70	43	804,51	45	18	658,76

φ в градусах О	γ в градусах К	$\frac{1}{T} \cdot 10^4$	φ в градусах О	γ в градусах К	$\frac{1}{T} \cdot 10^4$
1250	1623	656,60	1545	1818	550,06
55	28	654,45	50	23	549,56
60	33	652,32	55	28	547,05
65	38	650,20	60	33	545,55
70	43	648,09	65	38	544,07
75	48	645,99	70	43	542,59
80	53	643,92	75	48	541,13
85	58	641,85	80	53	539,67
90	63	639,80	85	58	538,21
95	68	637,76	90	63	536,77
1300	73	635,73	95	68	535,33
5	78	633,71	1600	73	533,90
10	83	631,71	5	78	532,48
15	88	629,72	10	83	531,07
20	93	627,75	15	88	529,66
25	98	625,78	20	93	528,26
30	1603	623,83	25	98	526,87
35	8	621,89	30	1903	525,49
40	13	619,96	35	8	524,11
45	18	618,05	40	13	522,74
50	23	616,14	45	18	521,38
55	28	614,25	50	23	520,02
60	33	612,37	55	28	518,67
65	38	610,50	60	33	517,33
70	43	608,64	65	38	516,00
75	48	606,80	70	43	514,67
80	53	604,96	75	48	513,35
85	58	603,14	80	53	512,03
90	63	601,32	85	58	510,73
95	68	599,52	90	63	509,42
1400	73	597,73	95	68	508,13
5	78	595,95	1700	73	506,84
10	83	594,18	5	78	505,50
15	88	592,42	10	83	504,29
20	93	590,67	15	88	503,02
25	98	588,93	20	93	501,76
30	1703	587,20	25	98	500,50
35	8	585,48	30	2003	499,25
40	13	583,77	35	8	498,01
45	18	582,07	40	13	496,77
50	23	580,38	45	18	495,54
55	28	578,70	50	23	494,32
60	33	577,03	55	28	493,10
65	38	575,37	60	33	491,88
70	43	573,72	65	38	490,68
75	48	572,08	70	43	489,48
80	53	570,45	75	48	488,28
85	58	568,83	80	53	487,09
90	63	567,21	85	58	485,91
95	68	565,61	90	63	484,73
1530	73	564,02	95	68	483,56
5	78	562,43	1800	73	482,39
10	83	560,85	5	78	481,23
15	88	559,28	10	83	480,08
20	93	557,72	15	88	478,93
25	98	556,17	20	93	477,78
30	1803	554,63	25	98	476,64
35	8	553,10	30	2103	475,51
40	13	551,57	35	8	474,38

θ в градусах С	θ в градусах К	$\frac{1}{T} \cdot 10^6$	θ в градусах С	θ в градусах К	$\frac{1}{T} \cdot 10^6$
1840	2113	478,26	2280	2553	391,70
45	18	472,14	90	63	390,17
50	23	471,03	2300	73	388,65
55	28	469,92	10	83	387,16
60	33	468,82	20	93	385,65
65	38	467,72	30	2603	384,17
70	43	466,64	40	13	382,70
75	48	465,55	50	23	381,24
80	53	464,47	60	33	379,79
85	58	463,39	70	43	378,36
90	63	462,32	80	53	376,93
95	68	461,25	90	63	375,52
1900	73	460,19	2400	73	374,11
5	78	459,14	10	83	372,72
10	83	458,09	20	93	371,33
15	88	457,04	30	2703	369,96
20	93	456,00	40	13	368,60
25	98	454,96	50	23	367,24
30	2203	453,93	60	33	365,86
35	8	452,90	70	43	364,56
40	13	451,88	80	53	363,24
45	18	450,86	90	63	361,93
50	23	449,84	2500	73	360,62
55	28	448,83	10	83	359,32
60	33	447,83	20	93	358,04
65	38	446,83	30	2803	356,76
70	43	445,83	40	13	355,49
75	48	444,84	50	23	354,23
80	53	443,85	60	33	352,98
85	58	442,87	70	43	351,74
90	63	441,89	80	53	350,51
95	68	440,92	90	63	349,28
2000	73	439,95	2600	73	348,07
10	83	438,02	10	83	346,86
20	93	436,11	20	93	345,66
30	2803	434,32	30	2903	344,47
40	13	432,34	40	13	343,29
50	23	430,48	50	23	342,12
55	33	428,63	60	33	340,95
70	43	426,80	70	43	339,79
80	53	424,99	80	53	338,64
90	63	423,19	90	63	337,50
2100	73	421,41	2700	73	336,36
10	83	419,64	10	83	335,23
20	93	417,89	20	93	334,11
30	2403	416,15	30	8003	333,00
40	13	414,42	40	13	331,90
50	23	412,71	50	23	330,80
60	33	411,02	60	33	329,71
70	43	409,33	70	43	328,62
80	53	407,66	80	53	327,55
90	63	406,01	90	63	326,48
2200	73	404,37	2800	73	325,41
10	83	402,74	10	83	324,36
20	93	401,12	20	93	323,31
30	2503	399,52	30	8103	322,27
40	13	397,93	40	13	321,23
50	23	396,35	50	23	320,20
60	33	394,79	60	33	319,18
70	43	393,24	70	43	318,17

φ в градусах С	φ в градусах К	$\frac{1}{\varphi} \cdot 10^4$	φ в градусах С	φ в градусах К	$\frac{1}{\varphi} \cdot 10^4$
2880	3153	317,16	3480	3753	266,45
90	63	316,16	90	63	266,75
2900	73	315,16	3500	73	266,04
10	83	314,17	10	83	264,34
20	93	313,19	20	93	263,64
30	3203	812,21	30	3803	262,95
40	13	311,24	40	13	262,26
50	23	310,27	50	23	261,57
60	33	309,31	60	33	260,89
70	43	308,37	70	43	260,21
80	53	307,41	80	53	259,54
90	63	306,47	90	63	258,87
3000	73	305,53	3800	73	258,20
10	83	304,60	10	83	257,53
20	93	303,67	20	93	256,87
30	3303	802,76	30	3903	256,21
40	13	301,84	40	13	255,56
50	23	300,93	50	23	254,91
60	33	300,03	60	33	254,26
70	43	299,13	70	43	253,61
80	53	298,24	80	53	252,97
90	63	297,35	90	63	252,33
3100	73	296,47	3700	73	251,70
10	83	295,60	25	98	150,13
20	93	294,72	50	4023	248,57
30	3403	293,86	75	48	247,04
40	13	293,00	3800	73	245,52
50	23	292,14	25	98	244,02
60	33	291,29	50	4123	242,54
70	43	290,44	75	48	241,08
80	53	289,60	3900	73	239,64
90	63	288,77	25	98	238,21
3200	73	287,94	50	4223	236,80
10	83	287,11	75	48	235,40
20	93	286,29	4000	73	234,03
30	3503	285,47	100	373	228,63
40	13	284,66	200	473	223,56
50	23	283,85	300	573	218,67
60	33	283,05	400	673	213,99
70	43	282,25	500	773	209,51
80	53	281,45	600	873	205,21
90	63	280,66	700	973	201,09
3300	73	279,88	800	5073	197,12
10	83	279,10	900	173	193,31
20	93	278,32	5000	273	189,65
30	3603	277,55	100	373	186,12
40	13	276,78	200	473	182,72
50	23	276,01	300	573	179,44
60	33	275,25	400	673	176,27
70	43	274,50	500	773	173,22
80	53	273,75	600	873	170,27
90	63	273,00	700	973	167,42
3400	73	272,26	800	6073	164,06
10	83	271,52	900	173	162,00
20	93	270,78	6000	273	159,41
30	3703	270,05	100	373	156,91
40	13	269,32	200	473	154,43
50	23	268,60	300	573	152,14
60	33	267,88	400	673	149,86
70	43	267,17	6500	773	147,65

ТАБЛИЦА 67. Главнейшие кон-

Истинная температура в градусах К	Испускаемая способность $\epsilon_{0.45\mu}$	Испускаемая способность $\epsilon_{0.57\mu}$	Выход испускаемой способность ϵ_p	Цветная испускаемая способность ϵ_c	Суммарная испускаемая способность ϵ_i	Яркостная температура $T_{\text{ярк}}$	Цветная температура T_c	Температура излучения T_R	Температура излучения по Свинбергу
300	0,470	0,505	—	—	0,032	—	—	—	—
400	0,468	0,501	—	—	0,042	—	—	—	—
500	0,466	0,498	—	—	0,058	—	—	—	—
600	0,464	0,495	—	—	0,064	—	—	—	—
700	0,462	0,492	—	—	0,076	—	—	—	—
800	0,460	0,490	—	—	0,088	—	—	—	—
900	0,458	0,488	—	—	0,101	—	—	—	—
1000	0,456	0,486	0,464	0,396	0,114	966	1006	581	0,84
1100	0,454	0,484	0,463	0,393	0,128	1058	1108	659	0,87
1200	0,452	0,482	0,462	0,391	0,143	1149	1210	738	0,90
1300	0,450	0,480	0,460	0,388	0,158	1240	1312	819	0,93
1400	0,448	0,478	0,459	0,386	0,175	1330	1414	905	0,96
1500	0,446	0,476	0,457	0,383	0,192	1420	1517	991	0,99
1600	0,443	0,475	0,456	0,381	0,207	1509	1619	1080	1,02
1700	0,441	0,473	0,455	0,378	0,222	1597	1722	1167	1,04
1800	0,439	0,472	0,454	0,376	0,236	1648	1825	1254	1,07
1900	0,437	0,470	0,453	0,373	0,249	1771	1929	1342	1,09
2000	0,435	0,469	0,452	0,370	0,260	1857	2033	1428	1,11
2100	0,433	0,467	0,450	0,367	0,270	1943	2137	1514	1,13
2200	0,431	0,466	0,449	0,364	0,279	2026	2242	1601	1,15
2300	0,429	0,464	0,448	0,362	0,288	2109	2347	1688	1,17
2400	0,427	0,463	0,447	0,359	0,296	2192	2452	1775	1,19
2500	0,425	0,462	0,446	0,356	0,303	2274	2557	1859	1,21
2600	0,423	0,460	0,444	0,353	0,311	2356	2663	1945	1,23**
2700	0,421	0,459	0,443	0,350	0,318	2437	2770	2031	1,25**
2800	0,419	0,458	0,442	0,347	0,323	2516	2878	2116	1,27**
2900	0,417	0,456	0,441	0,345	0,329	2595	2986	2202	—
3000	0,415	0,455	0,440	0,343	0,334	2673	3094	2286	—
3100	0,413	0,454	0,438	0,341	0,337	2750	3202	2371	—
3200	0,411	0,452	0,437	0,338**	0,341**	2827	3311**	2455**	—
3300	0,409**	0,451	0,436	0,335**	0,344**	2903	3422**	2538**	—
3400	0,407**	0,450**	0,435**	0,332**	0,348**	2978	3533**	2621**	—
3500	0,405**	0,449**	0,434**	0,329**	0,351**	3053	3646**	2704**	—
3655*	0,402**	0,447**	0,433**	0,321**	0,354**	3165	3817**	—	—

* Точки плавления.

** Дистиллированные значения.

СТАНТЫ ДЛЯ ВОЛЬФРАМА 1)*.

Атомная температура (°кельвина)	Сопротивление ρ (микро/см)	$\frac{d\rho}{\rho} \cdot \frac{dT}{T}$	Нормальная яркость B_n (свеч/см ²)	$\frac{dB_n}{B_n} \cdot \frac{dT}{T}$	Длина волны Краун λ_c	Светимость R (см/см ²)	$\frac{dR}{R} \cdot \frac{dT}{T}$	Средняя длина R_{ff} (микро/милл)	$\frac{dR_{ff}}{R_{ff}} \cdot \frac{dT}{T}$
—	5,64	—	—	—	—	0,0015	—	—	—
—	8,08	—	—	—	—	0,006	—	—	—
—	10,74	—	—	—	—	0,019	—	—	—
—	13,54	—	—	—	—	0,048	—	—	—
—	16,46	—	—	—	—	0,105	—	—	—
—	19,47	—	—	—	—	0,206	—	—	—
—	22,58	—	—	—	—	0,379	—	—	—
6,20	25,70	1,21	0,00012	22	0,6077	0,654	5,35	—	—
6,35	28,85	1,20	0,0010	21	0,6038	1,072	5,35	—	—
6,50	32,02	1,20	0,006	20	0,6004	1,691	5,35	—	—
6,65	35,24	1,20	0,029	18,6	0,5971	2,576	5,35	—	—
6,80	38,52	1,20	0,11	17,2	0,5934	3,82	5,29	0,09	11,8
6,95	41,85	1,20	0,33	16,1	0,5902	5,55	5,23	0,20	10,8
7,10	45,22	1,20	0,92	15,2	0,5874	7,77	5,15	0,40	10,0
7,25	48,63	1,20	2,26	14,4	0,5850	10,59	5,07	0,71	9,3
7,40	52,08	1,20	5,05	13,7	0,5826	14,22	4,99	1,16	8,7
7,55	55,57	1,20	10,40	13,0	0,5806	18,55	4,91	1,88	8,1
7,70	59,10	1,20	20,0	12,3	0,5785	23,72	4,85	2,78	7,5
7,85	62,65	1,20	35,6	11,7	0,5769	29,82	4,79	3,95	6,9
8,00	66,25	1,20	61,3	11,2	0,5759	37,18	4,74	5,47	6,4
8,15	69,90	1,20	100,5	10,8	0,5737	45,9	4,69	7,25	6,0
8,30	73,55	1,20	157,0	10,3	0,5724	55,8	4,64	9,87	5,6
8,45	77,25	1,20	237,5	9,9	0,5711	67,6	4,59	11,67	5,3
—	81,0	1,20	347,0	9,6	0,5701	80,8	4,55	14,28	5,0
—	84,7	1,20	498,0	9,2	0,5691	96,2	4,51	17,26	4,7
—	88,5	1,20	694	8,9	0,5682	112,9	4,47	20,43	4,4
—	92,3	1,20	949	8,6	0,5674	132,1	4,43	23,80	4,1
—	96,2	1,20	1257	8,3	0,5666	153,9	4,40	27,10	3,8
—	100,0	1,20	1647	8,0	0,5659	177,5	4,37	31,0	3,6
—	103,8	1,20	2110	7,8	0,5652	203	4,34	34,6	3,4
—	107,8	1,20	2685	7,7	0,5645	232	4,31	38,5	3,3
—	111,7	1,20	3370	7,6	0,5638	264**	4,29**	42,6**	3,2**
—	115,7	1,20	4220	7,4	0,5631	300**	4,27**	45,9**	3,1**
—	121,8**	1,20	5740	7,3	0,5621	360**	—	53,1**	3,0**

Таблица 65. Испускательная монохроматическая способность ϵ_λ металлов и др. тел для $\lambda = 0,66 \mu$ * при различных истинных температурах в градусах Цельсия.

Название тел:	Температура	ϵ_λ	Название тел:	Температура	ϵ_λ
Серебро твердое		0,05	Таптал	2800	0,38
» жидкое		0,07	Торий		0,36
Хром		0,39	Вольфрам	1000	0,45
Кобальт		0,36	»	2000	0,43
Медь твердая		0,11	»	3400	0,40
Медь жидкая	1000	0,15	Уран твердый		0,55
»	1200	0,15	» жидкий		0,34
Железо твердое	1050	0,39	Уголь (графит)	1000	0,90
»	1530	0,36	»	2000	0,85
Железо жидкое	1535	0,36	»	3000	0,81
Иридий		0,30	Оксид меди	1000	0,80
Мягкий		0,59	»	1100	0,60
Молибден	1000	0,40	Оксид железа	800	0,98
»	2000	0,36	»	1200	0,92
»	2500	0,33	Оксид никеля	800	0,96
Никель		0,37	»	1300	0,85
Золото твердое		0,14	» расплавленный		0,68
» жидкое		0,22	M_2O_3	900	0,20
Палладий твердый		0,33	»	1700	0,40 **
» жидкий		0,37	MgO	900	0,20
Платина твердая		0,31	»	1700	0,45 **
» жидкая		0,35	ThO_2	от 900 до 1700	0,40***
Родий		0,29	TiO_2		0,52
Тантал	1000	0,44	ZrO_2	от 1300 до 1600	0,16

* Для $\lambda = 0,55$ и $0,47 \mu$ см. таблицы в тексте (§ 70).

Эти числа становились значительно больше для фиолетового конца спектра; величина перен вещества имеет существенное значение.

*** Сильно зависит от природы пламени; может повышаться до 0,15 (§ 73). См. также числа, относящиеся к суммарной испускательной способности (табл. 66).

Таблица 66. Суммарные испускательные способности металлов и некоторых окислов при различных истинных температурах в градусах Цельсия.

Наименование тел:	Температура	ϵ	Наименование тел:	Температура	ϵ
Уголь	от 1000 до 1500	0,52	Медь расплавленная	1100	0,15
Серебро	1000	0,035	»	1300	0,13
Железо	1000	0,08	Чугун	1300	0,29
»	1200	0,11	Оксид меди	800	0,86
»	1400	0,13	»	1100	0,54
Молибден	1000	0,13	Оксид железа	600	0,85
»	1500	0,19	»	1200	0,89
»	2000	0,24	Оксид никеля	600	0,54
»	2600	0,29	»	1300	0,87
Никель	1000	0,056	Известь	800	0,11
»	1200	0,063	»	1800	0,07
»	1400	0,069	»	1700	0,14*
Платина	1000	0,13	Магнезия	800	0,26
»	1500	0,17	»	1200	0,19
Таптал	1300	0,19	»	1700	0,18
»	2000	0,26	Оксид тория	800	0,22
»	2500	0,30	»	1200	0,23*
Вольфрам	1000	0,15	»	1700	0,24*
»	1500	0,23	Оксид циркония	800	0,52*
»	2000	0,29	»	1200	0,42
»	3000	0,34	»	1700	0,43

* Эти числа относятся к окислительному пламени, в восстановительном пламени соответствующие значения приблизительно в два раза меньше.

Таблица 68. Главнейшие константы для молибдена μ .

Истинная температура T в градусах К	Испускательная способ- ность $\epsilon_{\text{исп}}$, μ	Испускательная способ- ность $\epsilon_{\text{ист}}$, μ	Видимая испускательная способность ϵ_0	Плотная испускательная способность ϵ_0	Оумьярная испускатель- ная способность ϵ_0	Приближенная температура $T_{\text{Солн}}$, μ	Плотная температура T_0	Температура излучения T	Потребляемое p (мкром/см)	$\frac{dp}{p} : \frac{dT}{dT}$	Нормальная яркость H_n (свеч/см ²)	$\frac{dH}{H} : \frac{dT}{dT}$	(Светимость H (вт/см ²))	$\frac{dH}{H} : \frac{dT}{dT}$	Средняя ошибка
273	0,420	0,420	—	—	—	—	—	—	5,14	1,285	—	—	—	—	—
300	0,419	0,424	—	—	—	—	—	—	5,78	1,285	—	—	—	—	—
400	0,415	0,421	—	—	—	—	—	—	8,15	1,170	—	—	—	—	—
600	0,406	0,415	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
800	0,398	0,409	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
1000	0,390	0,403	0,393	0,361	0,086	958	1004	557	23,9	1,145	0,00010	22,3	0,55	5,32	—
1200	0,382	0,395	0,366	0,347	0,121	1139	1207	708	29,5	1,145	0,0050	19,2	1,43	5,23	—
1400	0,375	0,393	0,379	0,338	0,145	1316	1411	864	35,2	1,145	0,039	16,9	3,18	5,16	0,098
1600	0,367	0,388	0,373	0,321	0,168	1489	1616	1024	41,1	1,145	0,765	15,1	6,50	5,10	0,40
1800	0,360	0,383	0,367	0,309	0,189	1658	1823	1187	47,0	1,145	4,13	13,6	11,3	5,04	1,22
2000	0,353	0,379	0,362	0,287	0,210	1824	2032	1354	53,1	1,145	15,9	12,4	19,2	4,89	2,75
2200	0,347	0,375	0,357	0,267	0,230	1986	2244	1523	59,2	1,145	48,5	11,3	30,7	4,94	5,23
2400	0,341	0,371	0,352	0,277	0,243	2143	2456	1693	65,5	1,145	123	10,4	47,0	4,90	8,70
2600	0,336	0,369	0,348	0,268	0,265	2297	2672	1866	71,8	1,145	270	9,6	69,5	4,86	13,0
2800	0,331	0,365	0,344	0,260	0,281	2448	2891	2039	78,2	1,145	540	8,9	98	4,83	18,4
2900*	0,328	0,363	0,342	0,255	0,290	2519	2987	2122	81,4	1,145	730	8,6	116	4,81	—

* Температура плавления.

** Остаточная ошибка вычислений по формуле $H = 1,00 \mu \frac{T^4}{R}$. Коэффициент 1,06 введен для учета отступлений от закона Планка.

*) W o r t h y n g. «Phys. Rev.», 28, 195, 1926.

Таблица 69. Главнейшие константы для талтала¹⁾.

Истинная температура в градусах К	Испускаемая способ- ность $\epsilon_{0,44}$ μ	Испускаемая способ- ность $\epsilon_{0,43}$ μ	Суммарная испускаемая способность ϵ_i	Яростная температура $S_{0,44}$ μ	Цветная температура T_c	Температура излучения T_R	Сопроизведение ρ (мкэм/см ²)	$d\rho : \frac{dT}{T}$	Освещенность E (вт/см ²)	$\frac{dE}{E} : \frac{dT}{T}$
300	0,493	0,56	—	—	—	—	—	—	—	—
1000	0,459	0,52	—	966	—	—	—	—	—	—
1200	0,450	0,51	—	1149	—	—	—	—	—	—
1400	0,442	0,50	—	1329	—	—	—	—	—	—
1600	0,434	0,49	0,194	1503	1642	1062	67,6	0,785	1,65	4,80
1800	0,426	0,48	0,213	1680	1859	1222	74,1	0,785	2,90	4,80
2000	0,418	0,47	0,232	1851	2075	1390	80,5	0,785	4,81	4,80
2200	0,411	0,46	0,251	2018	2288	1556	86,9	0,785	7,60	4,80
2400	0,404	0,45	0,269	2180	2497	1730	92,9	0,785	11,5	4,80
2600	0,397	0,44	0,287	2339	2705	1901	99,1	0,785	16,9	4,80
2800	0,390	—	0,304	2495	2911	2080	105,0	0,785	24,2	4,80
3000	0,384	—	—	2647	—	—	—	—	—	—
3300*	0,375	—	—	2870	—	—	—	—	—	—

* Температура плавления.

Таблица 70. Главнейшие константы для угли (очень чистый уголь графит).

Истинная температура T в градусах К	Испускаемая способ- ность $\epsilon_{0,44}$ μ	Яростная температура $S_{0,44}$ μ	Суммарная испускаемая способность ϵ_i	Температура излучения T_R	Нормальная яркость E_n (свеч/см ²)	$dE_n : \frac{dT}{T}$	Освещенность E (вт/см ²)	Системная ошибка (мкэм/мат)
1000	0,92	996	0,50	845	0,0002	22	3,0	—
1200	0,91	1198	0,51	1045	0,008	20	6,2	—
1400	0,90	1390	0,52	1185	0,18	17,2	11,6	0,04
1600	0,89	1589	0,52	1350	1,7	15,2	19,5	0,2
1800	0,88	1785	0,52	1520	8,0	13,8	33	0,8
2000	0,87	1973	—	—	32	12,4	52	1,8
2200	0,86	2165	—	—	100	11,3	82	3,7
2400	0,85	2356	—	—	250	10,3	—	—
3000	0,81	2909	—	—	2000	8,3	—	—
4000 (arc)	0,76	3800*	0,65(p)	3610(p)	16080	6,2	—	—

* Для флюоресцентных лучей $S_\lambda = 3850^\circ$ К (приблизительно).

1) Worthyng, «Phys. Rev.», 28, 200, 1926.

Таблица 71. Цветные температуры, температуры излучения, яркостные температуры ($\lambda = 0,660 \mu$), допускательные способности и световые яркости (свечи/см²) различных источников¹⁾.

Температуры даны в градусах К							
Источники (различные лампы накаливания см. табл. 58)	T_c	T_R	$S_{0.660 \mu}$	$\epsilon_{0.660 \mu}$	$\epsilon_{0.510 \mu}$	ϵ_t	Яркость (свечи/см ²)
Плтифт Нернста (2,8 ст/свеча)	2400	—	2820	—	—	—	258,0
Пламя эталонной свечи Гейффера центр ($T=1875^\circ \text{K}$) . .	1840	860	1490	0,150	0,237	0,071	—
Два пламени Гейффера, помещенные одно за другим . .	1825	—	1538	—	—	—	—
Четыре пламени Гейффера, помещенные одно за другим .	1795	—	1690	0,48	0,67	—	—
Ацетиленовое пламя (эталон Истон-Кодак) центр . .	2860	—	1728	—	—	—	10,8
Ацетиленовое пламя (эталон Кроссонт-Авро) центр . . .	2450	—	1660	—	—	—	6,7
Пламя свечи (парафиновой) центр	1925	880	—	—	—	0,070	0,5
Две свечи одна за другой .	—	1000	—	—	—	0,116	—
Пентановая эталонная лампа (Вернон Гаркюр) центр .	1920	—	—	—	—	—	—
Керосиновая лампа (с плоским фитилем)	2050	—	1500	—	—	—	1,27
Керосиновая лампа (с круглым фитилем)	1920	—	1630	—	—	—	1,51
Электрическая дуга, нормальной плотности (§ 259) (Чистый уголь, однородные угли или графит)	4000	3610	3800	—	—	—	16 000
Солнце (за пределами земной атмосферы) среднее . .	6500	5750	—	—	—	—	224 000
Солнце (на поверхности земли, солнце в зените) среднее .	5800	—	—	—	—	—	165 000
Луна (полная) сквозь земную атмосферу	4125	1275	—	—	—	—	0,25
Голубое небо	от 19 000	до 24 000	—	—	—	—	—

¹⁾ Hydea, Foraythe «Trans. III. Eng. Soc.», 16. 419/1921.

Ribaud, Conference au Conservatoire des Art et Métiers, 1930, Hermann, Paris

Таблица 72. Значения факторов относительной видимости среднего глаза¹⁾.

Длины волн в мμ	Факторы относительной видимости (средн. глаза)	Длины волн в мμ	Факторы относительной видимости (средн. глаза)	Факторы относительной видимости (исключительный глаз)*
400 . .	0,0004 . .	560 . .	0,995 . .	0,994
410 . .	0,0012 . .	570 . .	0,952 . .	0,970
420 . .	0,0040 . .	580 . .	0,870 . .	0,984
430 . .	0,0116 . .	590 . .	0,757 . .	0,888
440 . .	0,023 . .	600 . .	0,631 . .	0,819
450 . .	0,038 . .	610 . .	0,503 . .	0,728
460 . .	0,060 . .	620 . .	0,381 . .	0,608
470 . .	0,091 . .	630 . .	0,265 . .	0,465
480 . .	0,139 . .	640 . .	0,175 . .	0,324
490 . .	0,208 . .	650 . .	0,107 . .	0,206
500 . .	0,323 . .	660 . .	0,061 . .	0,121
510 . .	0,502 . .	670 . .	0,032 . .	0,067
520 . .	0,710 . .	680 . .	0,017 . .	0,035
530 . .	0,862 . .	690 . .	0,0082 . .	0,018
540 . .	0,954 . .	700 . .	0,0041 . .	0,0094
550 . .	0,995 . .	710 . .	0,0021 . .	0,0048
		720 . .	0,00105 . .	0,0024
		730 . .	0,00052 . .	0,0012
		740 . .	0,00025 . .	0,0006
		750 . .	0,00012 . .	—
		760 . .	0,00006 . .	—

* Числа этой колонки относятся к глазу, наиболее чувствительному в красной части из всех исследованных Гибсоном и Тиндалем.

¹⁾ Gibson et Tyndall, «Bur. Stand. Bull.», 19, 131 (1923); Scient. pap. № 475. Эти значения приняты официально Международной комиссией по совещанию в Женеве в 1924 г.

Таблица 21. Значения попускательной способности некоторых металлов.

λ	Автор	Метод	Температура в град. С	E_{λ} твердое	F_{λ} жидкое
ПАЛЛАДИЙ					
0°06	Вартенберг ¹	Металлическое отражение	Обыч. 1000	0,35 0,35	—
	Вайднер и Вюргесс ² . .	S_{λ} (стандартные тела	1450	0,31	—
	Вюргесс и Вальтенберг ³ .	S_{λ} (контакт с платиной)	1530 1555	0,33 0,37	0,37
	Среднее значение для 1300° С ($\lambda = 0,66$)			0,33	0,37
0°55	Вюргесс и Вальтенберг ³	S_{λ} (контакт с платиной)	1530	0,38	—
ЗОЛОТО					
0°66	Хольборн и Хеннинг ⁴ . .	Спектрофотометр	—	0,127	—
	Стаббе и Придо ⁵	»	—	0,120	0,21
	Видуэлл ⁶	S_{λ} (термопара)	—	0,125	—
	Вюргесс и Вальтенберг ³ .	S_{λ} (контакт с платиной)	—	0,145	0,22
	Вортинг ⁷	S_{λ} (трубка, отражение)	1000	0,140	—
Среднее значение при 1000° С для $\lambda = 0,66$				0,140	0,22
0°55	Стаббе и Придо ⁵	S_{λ} Спектрофото- метр.	—	0,41	—
	Вортинг ⁷	S_{λ} (трубка, отражение)	1000	0,45	—
Вероятное значение				0,45	—
0°46	Вортинг ⁷	S_{λ} (трубка, отражение)	1000	0,63	—
НИКЕЛЬ					
0°66	Хеннинг ⁸	Отражение	—	0,36	—
	Видуэлл ⁶	S_{λ} (термопара)	950—1430	0,32	—
	Вюргесс и Вальтенберг ³ .	S_{λ} (контакт с платиной)	1200—1450	0,36	—
	при плавлении			—	0,37
	Вортинг ⁷	S_{λ} (трубка, отражение)	950—1400	0,375	—
Среднее значение между 950 и 1450				0,37	—
0°55	Вюргесс и Вальтенберг ³	S_{λ} (комплект с платиной)	1200—1450	1,44	—
	при плавлении			—	0,46
	Вортинг ⁷	S_{λ} (трубка, отражение)	950—1400	0,425	—
Среднее значение между 950 и 1450				—	0,43

λ	Автор	Метод	Температура в град. С	ε_{λ} твердое	ε_{λ} жидкое
СЕРЕБРО					
0°66	Хеннинг ⁸	S_{λ} (спектропро- метр)	—	0,077	—
	Бидуэлл ⁶	S_{λ} (термопара)	—	0,055	—
	Бюргесс и Вальтенберг ³	S_{λ} (контакт платиной)	940 980	0,044	—
	Стаббс ⁹	Спектрофотометр	—	—	0,072 0,072
Вероятное значение				0,05	0,07

МЕДЬ					
0°66	Стаббс ⁹	Спектрофотометр	—	0,11	0,15
	Бидуэлл ⁶	S_{λ} (термопара)	—	0,105	—
	Бюргесс и Вальтенберг ³	S_{λ} (контакт с платиной)	1000	0,105	—
			1080	0,12	—
			1100	—	0,15
	Бюргесс ¹⁰	S_{λ}	1175 1225	— —	0,14 0,13
Среднее значение около 1080° С для $\lambda = 0^{\circ},66$				0,11	0,15
0°55	Бюргесс и Вальтенберг ³	S_{λ} (контакт с платиной)	1080	0,38	—
			1100	—	0,36
			1175	—	0,32
	Бюргесс ¹⁰	S_{λ}	1225	—	0,28
Наивероятнейшее значение около 1800° ($\lambda = 0^{\circ},55$)				0,38	0,34

ЖЕЛЕЗО					
0°66	Бидуэлл ⁶	S_{λ} (температура и контакт с платиной) (среднее значение)	1050	0,39	—
			1350	0,38	—
			1450	0,37	—
			1530	0,36	—
	Бюргесс и Вальтенберг ³	S_{λ} (контакт с платиной)	1535	—	0,365

1. Waltenberg, «Verh. deutsch. Phys. Ges.», 12, 105 (1910).
2. Waldner et Burgess, «Bur. Stand. Bull.», 3, 163 (1907).
3. Burgess et Waltonberg, «Bur. Stand. Bull.», 17, 591 (1915).
4. Holborn u. Henning, «Berl. Ber.», 13, 811 (1905).
5. Stubbs et Pridoux, «Proc. Roy. Soc.», 87, A, 451 (1912).
6. Bidwell, «Phys. Rev.», 3, 439 (1914).
7. Worthing, «Phys. Rev.», 28, 174 (1926).
8. Henning, «Zts. f. Instr.», 30, 61 (1910).
9. Stubbs, «Proc. Roy. Soc.», 88, A, 195 (1913).
10. Burgess, «Bur. Stand. Bull.», 6, 111 (1909).

УКАЗАТЕЛЬ

- Абсорбция 23, коэффициент абсорбции 19, 23
 Азотный термометр 3, 4
 Алюминий 160
 Адунд 161
 Альbedo 22
 — луны 270
 Амперметры 192
 Аура чулок 90, 256
 Ацетилен, см. Пламя ацетилена
- Баллон для нирометра суммарной радиации 246
 — для эталонной лампы 196
 Белый свет 265
 Бомометр 46, 49
 Больцмана закон 6, 29
 Буизена горелка, пламя 257
- Видимости глаза кривая 14
 — — факторы 14, табл. 72
 Визуальное измерение 10
 Вина закон 30
 — формула 6, 32, 37, 38
 Влияние колебаний внешней температуры 216
 — ориентировки лампы, помещенной в газовую атмосферу 213
 — размеров источника 239
 Водородный термометр 2
 Вольфрам, константы, табл. 67
 — лампы с нитью 85, 192, 195, 253, 254, табл. 68
 — монохроматическая испускательная способность 65, 66, 74, 75
 — поляризации испускаемого света 75
 — спектральная кривая яркости 108
 — спектральное распределение 50, 90
 — суммарная испускательная способность 101, 103
 — точка плавления 221
 — плотная температура 90, 95
- Вольфрам, чистота 175
 — энергетическая светимость 102
 Вращающийся сектор 117, 118, 120, 124
 — — измерение коэффициента пропускности 119
 — — экстраполяция 128, 130, 188
- Гальваноскоп, нулевой 207
 Газовый термометр 2
 Гофнер, см. Пламя
 Глаз 10, 148; факторы видимости среднего глаза 14, табл. 72
 Градуировка оптических нирометров 177, 178, 181, 189, 191, 192, 193, 194, 203
 — нирометров суммарной радиации 235, 236, 237, 238
- Дифрагмирование 121, 127
 Длина волны, измерения 136, 137, 138, 139
 — — измерение 132, 133, 134
 — — предельная 135, 137
 — — спектроинирометра 145
 — — сравнение 140
 — — эффективная, вычисление 131, 186
 Дуга 259
 — истинная температура 260
 — температура радиации 262
 — цветная температура 261
 — яркостная температура 260
- Единицы фотометрические 10
 — энергетические 8
- Железо, монохроматическая испускательная способность 70
 — температура радиации 260
 — энергетическая яркость (светимость) 102
- Закон получения черного тела, см. Черное тело

Закон Кирхгофа 28, 256, 267

— коспнусов 9,

— Ламберта 9, 74

— Бланка 6, 33, 34, 35, 37

— смещения Вина 30

— Стефана-Больцмана 6, 29, 35, 44, 45, 49, 50

— Тальбота 117

Зеркало абсорбирующее 123

— для пиromетра суммарной радиации 230, 246

Золото, коэффициент отражения 21

— монохроматическая испускательная способность 10

— точка плавления 16, 171, 172

— чистота 175

Измерения абсолютные 12

— визуальные 10

— пиromетрические 39

— истинной температуры 59

— константы 44, 51

— монохроматической испускательной способности 59—65

— относительные 12

— спектрорадиометрические или спектро-
болометрические 12, 44

— суммарного излучения 46, 47, 48

— температуры солнца 266, 267, 268

— факторов видности глаза 15

— эффективной длины волны 132, 133, 134, 140

Изохроматы, кривые 12, 38

— логарифмический 38, 93

Изохромат метод 44

Инерция нити пиromетра суммарной радиации 241

— эталонной нити 195

Инструменты для интерполяции цветной температуры 7

Интенсивность световая 10

— энергетическая 8

Интерполяции пиromетра 177, 178, 181

— — с исчезающей нитью 189, 193, 203

— — суммарной радиации 244

— — инструмент для интерполяции температуры 7

Приход 160, 161

Испускание света 42, 107

Испускательная способность 44

— — в видимой области 55, 103

— — монохроматическая 53, 59—77, 92, табл. 65

— — суммарная 54, 96, 98, 100—105, 250, табл. 66

Исчезающая нить пиromетра 230

— — эталонная 185

Карно принцип 2

— цикл 2

— кванты 38

Керосин, пламя, табл. 71

Кирхгофа закон 28

Клин абсорбирующий 178, 201—204

Кобальт 23

Конференция 7-я Всеобщая по установле-
нию мер и весов (Париж 1927) 44, 218

Константы C , 33, 35,

— C_2 33, 35, 43, 44, 115, 218

— h Планка 33

— σ 29, 33, 35

Кривые видности 13, 16, 41, 84

— гисторезнов пиromетра суммарной ра-
диации 241

— градуировка оптического монохрома-
тического пиromетра 193

— градуировка пиromетра суммарной ра-
диации 234, 237

— изотермы черного тела 30

— изохроматы 12, 38

— спектральной пропусканности (цвет-
ных стекол) 131, 139, 146, 148, 152,
153 (стекла), 230, флюорита 230

— спектрального распределения 11, 16
(источников), 81, 90 (солнца), 267 (чер-
ного тела), 40, 78

Ламберта закон 9, 74, 101

Лампы накалывания, световая эффектив-
ность (экономичность) 85, 253, 254, 255

— — цветная температура 85, 86, 254

— — яркостная температура 253

— с вольфрамовой нитью 85, 253, 254,
табл. 63

— с угольной нитью 10, 255

— эталонные 192, 195

— эталонные с плоской нитью 190, 191,
209, 214, 215

— — — — — влияние ориентации 213

— — — — — постоянство 215

Лейкоскоп 166

Ле-Шателье, см. Термолар

Линза в пиromетре Фери 225, 227, 230,
236, 239, 244

Луна, яркостная и цветная температура
27, табл. 71

Люкс 10

Метод банки расплавленного металла 171
172, 173

— идентификации цвета 85, 86

— изохромат 44, 93

— изотерм 44

— контакта 63

— контраста 192

— нити 100, 103

— обращения, черт. 257

— плавления проволоки 167, 168

— равных ординат 44

— сине-красного отношения 87

— трубки 59, 66, 69, 174

— улитки 59, 67

Механический эквивалент света 14, 15
Микролиметр 200, 201
Молибден константы 68
— монохроматическая испускательная способность 67, 74, 75
— печь с обмоткой 10, 16, 160
— поляризация испускаемого света 75
— спектральная яркость 108
— точка плавления 223
— цветная температура 95
— чистота 175
— экономичность 111
Мостик, схема питания лампы 208, 407
— Уиттона 192

Нериста птфит 95
Никель, коэффициент отражения 21
— монохроматическая испускательная способность 70—
— спектральная яркость 102
Никель 122, 124
Нихром 164, 171
Нить, изменение температуры вдоль нее 211
— кривая «ток — температура» 212
— плоская фольга 190, 191
— ток питания 210
— электрические свойства 210

Однородность температуры в печи 159, 161
— — — — — вдоль лампы 211, табл. 48
Оксиды металлов, монохроматическая испускательная способность 73, табл. 65
— — — — — суммарная испускательная способность 106, табл. 66
Оксид железа, меди, никеля, монохроматическая испускательная способность 73
— — — — — суммарная испускательная способность 106
— — — — — температура радиации 250
— кобальта, хрома, коэффициент отражения 22
— тория, монохроматическая испускательная способность 73, 256
— — — — — суммарная испускательная способность 106
— углерода, влияние на измерения суммарного излучения 48, 246
— цория, испускательная способность 256
Опорные точки 1
— — — — — в оптической пирометрии 7, 218, 219, 220, 221, 222, 223
— — — — — интерполяции 7
Оптические свойства тел 19
Освоенность 10
Осний, кривая спектрального распределения, световая эффективность 111
— — — — — цветная температура 85, 95
Отношение красно-зеленое 90
— — — — — сине-красное 67, 90

Отношение спектральных яркостей черного тела 218, 219, 220, табл. 62
Отражение диффузное 22
Отражение, коэффициент 19, 21
— — — — — металлическое 21
— — — — — метод 60, 101
— — — — — стеклянное 20
Отражающее тело 160
Ошибка при вычислении эффективной длины волны 134
— при измерении фактора пропускания сектора 134
— оптических параметрических измерений 150, 198
— с пирометром суммарной радиации 246
— измерений суммарной радиации
— экстраполяции от одной температуры к другой 175, см. Точность

Палладий, испускательная способность 70
— — — — — точка плавления 4, 6, 51, 115, 162, 219
— — — — — чистота 175
Пары воды, их влияние при измерениях суммарной радиации 48, 246
Печь для реализации черного тела, дискусия 158, 159, 161, 229
— с излучной трубкой 162
— с металлической обмоткой 164
— с платиновой обмоткой 3, 164, 235
— с платиновой трубкой 162
— с угольной трубкой 162, 163
Пирометры оптические, принцип классификации 112, 176
— — — — — монохроматические 56, 62, 83, 88, 113, 143, 144
Пирометр с исчезающей нитью 113, 176, 184, 185, 186, 187, 188, 197
— — — — — измерение тока в платиновой лампе 192, точность 198
Пирометр Банкера 174, 180, 181, 182, 183
— — — — — Гольборна и Курлябаума 184
— — — — — ле-Шателье 177
— — — — — Морзе 184
— — — — — термомантимый 214
— — — — — Тунга 225, 228, 229, 233, 240, 245
— — — — — Брауна 225, 228, 229, 245
— — — — — суммарной радиации с термоземлемитом 8, 97, 100, 225, 226, 227, 228, 229, 230, 231, 232, 233, 234
— — — — — влияние размеров котоника и его ориентировки 239, 240, 241, 242
— — — — — градуировка 235, 236, 237, 238
— — — — — источники ошибок 246
— — — — — описание 243, 244, 245
— — — — — Фери с абсорбирующими клинами 178
— — — — — Фери суммарной радиации 225, 227, 229, 230, 237, 239, 243
— — — — — Фери со спиралью 247
— — — — — Фостера 225, 228, 229, 237, 240, 245
Пламя ацетиленовое 258, табл. 71
— — — — — бунцеонской горелки 257

Пламя, измерение истинной температуры 257
 — константы 71
 — свечи, табл. 71
 Пласти, постоянная 33
 — формула 6, 33, 34, 35, 36, 37
 Пластика, металлическая в форме буквы 165
 — фактор пропускания 24, 230
 Платина, монохроматическая испускательная способность 69, 74
 Печь с обмоткой 3, 100, 101, 164
 — суммарная испускательная способность 101, 164
 — спектральное распределение 52, 90
 — температура радиации 250
 — термометр сопротивления 57
 — цветная температура 95
 — чистота 175
 — энергетическая яркость 102
 Платина — радий — прирды, термометры 3, 4, 170
 Платиновая чернь, коэффициент отражения 22, 48
 Плотность 23
 — поглощающего илина 202, поглощающих стекол 153
 — редуцирующего приспособления 114
 Плотность тока в плоской нити 20
 — — — эталонной лампы 198
 Поляризационные аппараты 122, 179
 Показатель преломления 5, 21, 96
 — — зеркала 230
 Потенциометр, см. Схема потенциометрическая
 Поток световой 10
 — энергии 8
 Призма, поправка 199
 Проводники 160
 Пропускаемость коэффициент 19, 20, 23, 25, 26
 — — суммарный 18, 19, 25
 — — кривые 19, 20, 23, 24, 25
 — — вращающегося сектора 119
 — — земной атмосферы 265
 — — объектива пирометра суммарной радиации 220
 — — редуцирующего приспособления 113, 114, 115, 119, 122
 — — стекол 26, 129, 153, 154, 155, 156, 157
 — — цветных стекол 149

Радиации, температура 97, см. Пирометр
 Радиометр, радиометрии 12, 44, 46
 Реализация черного тела, см. Черное тело
 Редукция к нормальному спектру 12
 Сауса коэффициент отражения 22, 40
 Светящиеся источники 253, — 264, табл. 71
 Света, освещение, температура, табл. 71

Серебро монохроматическая испускающая способность 70, табл. 65
 — суммарная способность 66
 — коэффициент отражения 21
 — энергии радиации 102
 Серые тела 77
 Система редукции 14, 116, 121, 123, 128, 129, 144
 Солнце, излучение и температура 265—269, табл. 71
 Спектр нормальный, редукции 12
 Спектральное распределение, см. Кривые распределения 31, 78
 Спектроболметр 44, 84
 Спектропирометр 75, 125, 126, 127, 134, 145
 Спектроридиометр 12, 81
 Спектрофотометр 13, 84, 112
 — Жебана и Ивана 122
 — Кенна и Маргенса 122
 Спираль, пирометр Фери 247
 Сталь, показатель отражения 21
 Стекла поглощающие кривые спектральной пропускания 153
 — — в применении к пирометрии 177, 194
 — — коэффициент пропускания 26, 129, 135, 154, 155, 156, 157
 — — пропускания в инфракрасном 230
 — — эффективная длина волны для системы окрашенных стекол 124
 Стекла красные, преимущества их в термометрических измерениях 151
 — — кривые пропускания 131, 139, 146, 148, 162
 — — эффективная длина волны 132, 134, 136, 137
 Стекла синие и фиолетовые, кривые пропускания 146, 148, 149, 150
 — — — — — эффективная длина волны 147
 — — цветные, выбор 149, 150, 151
 — — коэффициент пропускания 131, 139, 146, 148, 162
 — — кривые пропускания 131, 139, 146, 148, 152
 — — эффективная длина волны 128—144, 147
 Стефана закон 6, 29, 35
 Схема потенциометрическая 168, 192, 209, 233
 Тальбота закон 117
 Тангал, константы, табл. 69
 — монохроматическая испускательная способность 68, 74, 78
 — поляризация испускаемого света 75
 — световая эффективность 111
 — спектральное распределение 90
 — суммарная испускательная способность 103
 — цветная температура 90, 95
 — температура радиации 250

Телескоп, пирометр Фери, см. Пирометр суммарной радиации
 Температура истинная 57, 76, 92, 102, 141, 250
 — — дуги 267
 — — лампы накаливания 257
 — — пламени 257, 258
 Температура радиации 97, 250
 — — дуги 267
 — — золота 6
 — — молибдена 22
 — — палладия 4, 219
 — — плавления вольфрама 221, — пламени 258
 — — платины 4, 220
 — — солнца 266, табл. 67—70
 — цветная, определение и измерение 78—89
 — — результаты измерения 88—95
 — — лампы накаливания 85
 — — луны 270
 — — пламени 258
 — — солнца 217, табл. 67—69
 — яркостная 57, 62, 76, 77, 88, 95, 141, 143
 — — дуги 26
 — — лампы накаливания 254
 — — луны 270
 — — металлов 221, 222, 223
 — — нити 195, 210
 — — солнца 265, 268
 Температурная шкала 2, 47
 — — междупородная 7
 — — опорные пункты 7, 215, 218, 223
 — — стогоградусная 7
 Термометр 4, 7, в. д. с. 4, 168, 232
 — придий — придий 170
 — медь — константан 231
 — платина — придий 4, 7, 191
 — экстраполиционный прибор 4
 Термометр азотный 3, 4
 — газовый, при постоянном объеме 2, табл. 1
 — гелиевый 2
 — нормальный, водородный 2

Термометр сопротивления, платиновый 5, 7
 Термостолбик 46, 49, 226, 231, 234
 Ток питания 195, 210, 217

Фактор видимости глава 14, 15, 136, табл. 72
 Фарфор 160
 Фери, см. Пирометр
 Ферроникель 249
 Флюорит, кривая пропускания 230
 Фот 10
 Фотометр 112

Яркости измерения 112
 — спектрально вольфрама 52
 — — платины 52
 — — световые 13
 — — солнца 265, 267
 — — температура 57
 — — энергетически 11, 28, 30, 37
 — — черного тела 39, 40, 87, табл. 61, 62, 63
 Яркость световая 13
 — — суммарная 107, 108, 108bis.
 — — черного тела 42

Э. д. с., измерение 168, 233
 — в пирометре суммарной радиации 234, 237, 239
 Экстраполяция к высоким температурам с помощью поглощающего клина 204
 — — — — дискуссия 113, 114
 — — закон Стефана 45, 49
 — — — — монохроматического пирометра 177, 178, 180, 181
 — — — — суммарной радиации 238
 — — — — термостолбика 4
 — — — — эффе́нт длины волны 128, 129, 130
 Эмиссия, см. Испускание света
 Эталопирование, см. Градуировка
 Эталонная лампа с плоской нитью 190, 191, 209, 214, 215
 — нить пирометра 185