

КОНТРОЛЬНЫЙ
ЭКЗЕМПЛЯР

Проф. В. ШЮЛЕ

Д 80

ТЕХНИЧЕСКАЯ ТЕРМОДИНАМИКА.

Важнейшія для машиностроения свѣдѣнія изъ области
газовъ и паровъ и основы механической теоріи тепла.

Съ 118 фигурами въ текствѣ и 4 таблицами.

РАЗРѢШЕННЫЙ АВТОРОМЪ ПЕРЕВОДЪ СЪ НѢМЕЦКАГО

ПОДЪ РЕДАКЦІЕЙ И СЪ ПРИМѢЧАНІЯМИ

И. М. ГАНИЦКАГО.

ПРЕПОДАВАТЕЛЯ КІЕВСКАГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКАГО ИНСТИТУТА



Книгоиздательство „ТЕХНИКУМ“.

Москва 1922 г.

Республиканская
навукова-технічна
бібліотека

Предисловіе автора

(для русскаго изданія).

Авторъ поставилъ себѣ цѣлью изложить въ простой и удобопонятной формѣ наиболѣе важныя для машиностроенія основы механики газовъ и паровъ и механической теоріи тепла въ тѣсной связи съ практическими вопросами тепловой техники. Пользованіе математическими методами было по возможности ограничено, такъ что даже читатель съ среднимъ образованіемъ едва ли встрѣтитъ какія-либо затрудненія.

Основными понятіями и символами дифференціального и интегрального исчисленій пришлось, конечно, пользоваться при разсмотрѣніи непрерывно измѣняющихся явленій.

Все же къ методамъ высшаго анализа авторъ прибѣгаетъ рѣдко. Съ другой стороны вмѣсто утомительныхъ „элементарныхъ“ аналитическихъ доказательствъ, почти всюду удобно пользоваться простыми геометрическими представленіями. Поэтому въ дальнѣйшемъ изложеніи авторъ предпочитаетъ графическіе методы чисто математическому языку знаковъ и формулъ.

Значительное мѣсто въ книгѣ отведено примѣрамъ, заимствованнымъ почти исключительно изъ техники.

Большинство фигуръ вычерчено съ соблюденіемъ масштаба. Обращено вниманіе на возможно рѣзкій оттискъ диаграммъ. Много чертежей можно использовать, какъ графическія таблицы. Разработаны по возможности новѣйшія опытные данныя.

Таковы напр., въ ученіи о газахъ опыты Лангена, которыми установлена степень возрастанія теплоемкости съ температурой (отд. 10).

Въ виду этихъ опытовъ, на ряду съ обычнымъ изложеніемъ адиабатическаго измѣненія состоянія, пригоднымъ для низкихъ температуръ или малыхъ паденій температуры, необходимъ особый разборъ адиабаты для большихъ разностей температуръ.

Послѣднее особенно важно для правильнаго построенія линіи расширенія въ двигателяхъ внутренняго сгорания; да и всѣ вообще

процессы въ нихъ существенно зависятъ отъ возрастанія c_p и c_v съ температурой.

Таблица теплосодержанія горючихъ газовъ и продуктовъ сгорания, а также энтропійная таблица для газовъ, съ положенными въ основаніе ихъ опытами Лангена, чрезвычайно упрощаютъ соответствующіе расчеты.

Изъ ученія о парахъ надо упомянуть опыты съ водянымъ паромъ въ Мюнхенской лабораторіи технической физики, на основаніи которыхъ пересчитана энтропійная таблица; при чемъ величины энтропіи перегрѣтаго пара опредѣлялись графически, непосредственно изъ кривыхъ теплоемкости c_p Клобуха и Якоба ¹⁾.

Область насыщеннаго пара и предѣльная кривая нанесены въ *TS* таблицѣ по даннымъ Молье. Подробно рассмотрѣна и *JS* діаграмма, привившаяся къ расчетамъ паровыхъ турбинъ. Изъ новыхъ опытовъ надо еще упомянуть объ опытахъ Фрише надъ потерей давленія въ техническихъ воздухопроводахъ, произведенные въ лабораторіи Дрезденской высшей технической школы, и опыты надъ паропроводами въ опытной станціи Базарскаго союза котловладельцевъ (проф. Эберле), при чемъ послѣднему была оказана широкая поддержка со стороны союза нѣмецкихъ инженеровъ; наконецъ весьма важные опыты А. Франка (въ Галловѣ) надъ сопротивленіемъ воздуха. Для паровыхъ турбинъ потребовалось обстоятельное изложеніе явленій истеченія газовъ и паровъ, включая и столь важное для турбинъ вліяніе сопротивленій на конечное состояніе струи.

Теорія истеченія Цейвера, какъ извѣстно, нашла себѣ широкое подтвержденіе въ новыхъ опытахъ (Стодола, Левицкій, Гутермутъ). Отъ изложенія новыхъ теорій теченія съ сопротивленіями пришлось отказаться, чтобы не расширять рамокъ книги.

Въ отдѣлѣ о механическомъ дѣйствіи струи газа или пара соответственно цѣлямъ книги особенно подробно изложены основныя явленія, дѣйствіе и противодѣйствіе струй, и использование ихъ энергіи въ вѣнцахъ одноступенчатыхъ турбинъ: активный и избыточный давленія.

Вѣнецъ избыточнаго давленія рассмотрѣнъ также и какъ элементъ многоступенчатой турбины съ избыткомъ давленія, при чемъ изложеніе, какъ думается автору, сдѣлано по новому.

Чисто реактивному вѣнцу также уделено мѣсто, въ виду того, что рассмотрѣніе его принадлежитъ къ основнымъ вопросамъ.

Относительно турбинъ съ нѣсколькими ступенями пришлось ограничиться лишь нѣкоторыми указаніями.

Раздѣленіе книги на три части: газы, пары и основы механической теоріи тепла, проведено такъ, что первая и вторая части представляютъ

¹⁾ Въ настоящее время и эти кривыя устарѣли. См. прим. на стр. 141. Прим. ред.

нѣчто самостоятельное отъ третьей ¹⁾. Онѣ содержатъ все необходимое для непосредственнаго приложенія и всѣ численныя данныя.

Основы же механической теоріи тепла въ абстрактномъ изложеніи съ умысломъ помѣщены не въ началѣ, а въ концѣ книги. При этомъ порядкѣ, по мнѣнію автора, неопытному читателю легче усвоить себѣ эти основы и понять ихъ значеніе, чѣмъ при обратномъ

Первый и второй основные принципы термодинамики разбираются, конечно, и въ первыхъ двухъ частяхъ, поскольку этого требуетъ примѣненіе ихъ.

Точно также и понятіе „энтропія“, которое представляетъ величайшія трудности для усвоенія, когда оно вытекаетъ лишь изъ отвлеченнаго математическаго разсмотрѣнія круговыхъ процессовъ, выясняется уже въ первой части изъ уравненій для газовъ и примѣняется при опредѣленіи количества тепла въ газѣ и въ энтропійной таблицѣ для газовъ.

Во второй части книги понятіе энтропія использовано при изложеніи различныхъ измѣненій состоянія паровъ, при чемъ здѣсь особенно ясна польза его измѣненія; наконецъ въ третьей части обоснованы его всеобщность и смыслъ. Такъ же вышло и съ понятіемъ „энергія“. Едва ли необходимо подчеркивать, что цѣль прикладной части курса примѣненіе термодинамики прежде всего къ идеальнымъ процессамъ соответствующихъ машинъ.

Исчерпывающее термодинамическое трактованіе дѣйствительныхъ процессовъ поскольку это вообще возможно, относится уже къ другимъ курсамъ тепловыхъ машинъ; введеніемъ къ нимъ и являются изложенныя въ этой книгѣ основы.

Вполнѣ схематически представлены разрѣзы машинъ и примѣры установокъ; ихъ цѣль только помочь представить себѣ осуществленіе соответствующихъ процессовъ.

Тѣмъ не менѣе вездѣ, гдѣ это казалось умѣстнымъ, сдѣланы сравненія съ дѣйствительными процессами въ машинахъ.

Въ этомъ отношеніи могутъ быть полезными напр. помѣщенные индикаторныя діаграммы, большинство которыхъ снято авторомъ лично въ машинной лабораторіи высшей технической школы въ Бреславлѣ.

Книга эта предназначена главнымъ образомъ инженерамъ и студентамъ для самостоятельнаго изученія. Тѣ части курса, которыя входятъ въ программы среднихъ техническихъ училищъ, могутъ быть использованы безъ переработки.

Нѣкоторые читатели, быть можетъ, принуждены будутъ сами пополнить пробѣлы этой книги. Но авторъ, какъ было указано, видѣлъ свою задачу въ томъ, чтобы разсмотрѣть наиболѣе важные вопросы, зато взятый матеріалъ разработать до конца.

¹⁾ Хотя и въ ущербъ строгости изложенія, см. прим. къ отдѣлу 37. Прим. ред.

Отзывы объ этой книгѣ въ техническихъ журналахъ и выраженія о ней лично автору мнѣнія многихъ специалистовъ убѣждаютъ его въ вѣрности избраннаго пути.

Желательно, чтобы и среди русскихъ читателей эта книга встрѣтила благосклонный пріемъ.

Особенно цѣнно для автора личное знакомство его съ однимъ изъ переводчиковъ ¹⁾. Сдѣланныя авторомъ послѣ выхода нѣмецкаго изданія измѣненія внесены въ русское изданіе.

Бреславль
ноябрь 1910 г.

Авторъ.

¹⁾ Лаборантомъ Кіевского Политехническаго Института инженеръ-технологомъ Г. Т. Усенко. Прим. ред.

Отъ редактора.

Въ предисловіи авторомъ подробно указаны характерныя особенности его книги.

Для русскаго читателя не всё эти особенности одинаково приемлемы; такъ напр. изложеніе механической теоріи тепла въ видѣ обособленнаго цѣлаго послѣ прикладной части курса едва ли необходимо, такъ какъ у насъ еще нѣтъ спроса на подобную книгу со стороны техниковъ съ среднимъ образованіемъ, а для студентовъ изложеніе прикладной части покажется иной разъ не достаточно строгимъ (сравни напр. отдѣлъ 37); вообще авторъ иной разъ пользуется формулами, выводъ которыхъ сдѣланъ позднѣе (напр. въ отд. 6 формула $\gamma = \frac{m}{22,4}$, которая выводится лишь въ отд. 8). Точно также нѣкоторые выводы покажутся русскому студенту слишкомъ длинными (напр. отд. 9а, въ отд. 20 выводъ уравненія $p dv + v dp = R dT$ и т. д.).

Но эти недостатки съ избыткомъ уравниваются крупными достоинствами книги, какъ-то: свѣжесть и оригинальность матерьяла, прекрасный подборъ примѣровъ, обуславливающий тѣсную и глубокую связь теоріи съ техникой. Даже постоянныя перескакиванія, повторенія и ссылки на предыдущіе и послѣдующіе отдѣлы не портятъ яркости и отчетливости изложенія.

Впрочемъ богатый, образный языкъ автора доставилъ не мало труда при переводѣ и редактированіи тѣмъ болѣе, что не хотѣлось замѣнять отдѣльныхъ словъ оригинала цѣлыми оборотами. Въ этомъ отношеніи много пользы принесъ прекрасный „иллюстрированный техническій словарь“ Дейвгардта и Шломана, хотя и онъ не разъ оставялъ желать большаго, какъ въ виду отсутствія многихъ терминовъ, такъ и въ смыслѣ точности перевода. Напр., одно изъ трудныхъ словъ— „Überdruck“ иногда означаетъ у Ньюле „избытокъ одного давленія надъ произвольнымъ другимъ“, иногда же „избытокъ давленія надъ атмосфернымъ“; сообразно съ этимъ мы переводили: въ первомъ случаѣ „избытокъ давленія“, во второмъ— „сверхдавленіе“, послѣдній терминъ, тоже неполнѣе удачный, заимствованъ нами изъ журнальной литературы; въ „иллюстрированномъ словарѣ“ оно переводится очень разнообразно и неточно [ср. 1. с. Томъ III стр. 139, слова (2), (3), (4)].

Точно также ощутительнымъ неудобствомъ является путаница понятій, напр. „диаграмма“ и въ смыслѣ отдѣльной (индикаторной или тепловой) диаграммы и въ смыслѣ цѣлаго графика (напр. „диаграмма Молье“). Далѣе — отсутствіе опредѣленной системы полезныхъ коэффициентовъ (чѣмъ страдаетъ впрочемъ и иностранная литература, сравни напр. примѣч. къ отд. 19 и 30).

Наконецъ очень неудобно отсутствіе въ Россіи однообразной системы сокращенныхъ обозначеній для единицъ мѣръ.

Одной изъ трудностей редактированія было также согласованіе языка отдѣльныхъ переводчиковъ. Участіе въ переводѣ принимали: инженеръ Т. Т. Усенкс (отъ 3 по 42 отд.) и студенты Имп. Моск. Техн. Училища Л. К. Рамзинъ и С. Н. Гранинъ; лишь небольшая часть переведена мной лично. Особую благодарность считаю своимъ долгомъ выразить Л. К. Рамзину за умѣлое и добросовѣстное веденіе корректуры.

Іюль 1911 года.

• Редакторъ

Оглавление.

ВВЕДЕНИЕ.

	Стр.
1. Определение понятий—газъ, паръ и жидкость	1
2. Величины, опредѣляющія состояніе газовъ, и техническія единицы мѣры ихъ. Измѣреніе давленія и температуры	3

I часть.

Газы.

3. Законы Бойль-Мариотта и Гей-Люссака для газовъ и соединенный законъ Бойль-Мариотта—Гей-Люссака	10
4. Общее уравненіе состоянія газовъ	13
5. Уравненіе состоянія газовыхъ смѣсей. Законъ Дальтона	15
6. Составъ газовыхъ смѣсей по вѣсовымъ и объемнымъ частямъ. Удельный вѣсъ по составу. Средній или кажущійся молекулярный вѣсъ	21
7. Горючіе газы, пары и продукты горѣнія ихъ. Постоянная газа до и послѣ горѣнія. Уменьшеніе объема. Объемныя соотношенія при горѣнія	22
8. Общія соотношенія для вѣсхъ газовъ. Удельный вѣсъ, газовая постоянная и молекулярный вѣсъ. Уравненіе состоянія для 1 Моля	28
9. Количество тепла и температура, теплоемкость	30
9а. Зависимость теплоемкости отъ температуры. Истинная и средняя теплоемкость	33
10. Теплоемкости (c_v и c_p) газовъ, включая углекислоту и водяные пары въ состояніи близкомъ къ газообразному. Отношеніе $\frac{c_p}{c_v} = k$	35
11. Теплоемкость газовыхъ смѣсей (включая дымовой газъ)	42
12. Теплопроизводительность топлива	44
13. Смѣшеніе газовъ различныхъ давленій и температуръ	48
14. Работа расширенія и сжатія газовъ и паровъ (работа при измѣненіи объема). Абсолютная и действительная (полезная) работа	50
15. Вліяніе тепла на состояніе газа вообще. Различныя замѣненія состоянія	56
16. Измѣненіе по изоплерѣ	57
17. Измѣненіе по изобарѣ	59
18. Превращеніе тепла въ работу и работы въ тепло для измѣненія по изобарѣ. Механическій эквивалентъ тепла. Первый основоой принципъ механической теоріи тепла	61
19. Экономическій коэффициентъ тепловыхъ двигателей	63

20. Уравнение тепла для газовъ; свойства газовъ при произвольномъ измѣненіи состоянія	69
21. Измѣненіе состоянія при постоянной температурѣ. (Изотермическое измѣненіе)	64
22. Измѣненіе состоянія безъ сообщенія или отнятія теплоты. (Адиабатическое измѣненіе)	72
23. Кривыя $p=f(v)$. Политропическое измѣненіе состоянія, или измѣненіе состоянія при постоянной теплоемкости	78
24. Адиабатическое измѣненіе при очень большихъ разностяхъ температуръ, давлений, объемовъ и при весьма высокихъ температурахъ	82
25. Тепловая диаграмма и энтропія газовъ	88
26. Энтропійная диаграмма (T S) для наиболее важныхъ частныхъ измѣненій состоянія. Энтропія газа для переменной теплоемкости c_v	91
27. Таблица энтропій для газовъ	95

Приложеніе ученія о газахъ.

28. Затрата работы для полученія сжатого воздуха	98
29. Передача энергии сжатымъ воздухомъ	106
30. Рабочій процессъ двигателей внутреннего сгорания по принципу Отто (газовые, бензиновые, спиртовые двигатели)	107
31. Рабочій процессъ двигателей Дизеля	115
32. Изслѣдованіе процессовъ въ двигателяхъ внутреннего сгорания, принимая во вниманіе возрастаніе теплоемкости съ температурой. (Примѣры)	119
33. Примѣненіе газовъ для производства холода	124

II часть.

Пары

(включая и явленія при теченіи газовъ и паровъ).

Водяной паръ.

34. Насыщенный водяной паръ. Давленіе и температура. Выраженія для количества тепла при парообразованіи. Энергія пара. Удельный вѣсъ и объемъ. Влажный паръ	131
35. Измѣненіе влажности насыщеннаго пара при любомъ измѣненіи состоянія. Кривая постоянной влажности (или постоянной пропорціи пара)	137
36. Перегрѣтый водяной паръ. Полученіе. Теплоемкость. Истинная и средняя теплоемкость при постоянномъ давленіи. Уравненіе состоянія. Предѣльная кривая	139
37. Энтропія водяного пара	143
а) Насыщенный паръ	143
в) Перегрѣтый паръ	146
38. Расширеніе и сжатіе насыщеннаго пара при постоянной влажности	147
39. Расширеніе и сжатіе пара въ непроницаемомъ для тепла сосудѣ (адиабатическое измѣненіе)	149
а) Насыщенный паръ	149
в) Перегрѣтый паръ	151
40. Измѣненіе состоянія пара при расширеніи и сжатіи въ паровыхъ машинахъ	154
а) Насыщенный паръ	154
в) Перегрѣтый паръ	156

41. Измѣненіе состоянія по изоплерѣ	157
а) Насыщенный паръ	157
б) Перегрѣтый паръ	159
42. Насыщенный водяной паръ при очень высокихъ давленіяхъ и температурахъ	162

Теченіе газовъ и паровъ.

43. Истеченіе газовъ и паровъ изъ отверстій	163
44. Расширяющіяся сопла (сопла Лангата).	175
45. Вычисленіе располагаемой энергіи и скорости истечения пара по теплосодержанію	182
46. Энтропійныя диаграммы для водяного пара (T S и J S диаграммы).	184
47. Потеря давленія въ трубопроводахъ	189
48. Потеря энергіи на сопротивленія теченію	195
49. Отношеніе работы сопротивленія къ теряемой работѣ. (Потеря скорости). Дѣйствительное измѣненіе состоянія для теченія съ сопротивленіями. Опыт- ныя данныя	186
49a. Сопротивленіе воздуха поступательно движущимся тѣламъ	204

Пары CO_2 , NH_3 и SO_2 . Общія свойства паровъ. Пары и газы.

50. Пары углекислоты (CO_2), амміака (NH_3) и сернистаго ангидрида (SO_2). Общія свойства всѣхъ паровъ. Критическая температура. Сжиженіе газовъ	211
51. Измѣненіе состоянія при торможеніи (мятіи).	216
52. Охлажденіе по способу Томсона-Джоуля. Идеальное и дѣйствительное состоя- ніе газа; отклоненія отъ характеристическаго уравненія. Уравненіе вант-дер- Ваальса. Сжиженіе воздуха по способу Ливде	224

Примѣненія теоріи паровъ

53. Работа пара въ поршневой паровой машинѣ	227
54. Энтропійная диаграмма идеальнаго процесса паровой машины для насыщен- наго и перегрѣтаго пара	236
55. Вліяніе вреднаго пространства и сжатія на теоретическій расходъ пара	239
56. Сравненіе работы дѣйствительной паровой машины съ работой идеальной машины	241
57. О выгодахъ работы перегрѣтымъ паромъ въ паровыхъ машинахъ	247

Механическій эффектъ, производимый текущими газами и
парами.

58. Давленіе и работа отклоненной свободной струи (прямое воздѣйствіе), лопатки и полезный коэффициентъ турбинъ равнаго давленія. Ступени давленія и скоростныя ступени	248
59. Реакція и работа реакціи ускоряющихся газовыхъ и паровыхъ струй	256
60. Одновременное возникновеніе активныхъ и реактивныхъ силъ. Турбины избы- точнаго давленія	264
61. Производство холода парамъ	277

III часть.

Общія основанія механической теоріи тепла.

62. Тепло и механическая работа. Первый основной принципъ	286
63. Второй основной принципъ	287
64. Прямой циклъ (процессъ въ двигателяхъ).	289

	Стр.
65. Обратные циклы. (Охладительные процессы)	292
66. Цикль Карно	294
67. Энергія газа и пара	299
68. Произвольное измѣненіе состоянія газа или пара. Первое основное уравненіе	302
69. Другія формы перваго основного уравненія. Теплосодержаніе при постоянномъ давленіи	305
70. Элементарный цикл	307
71. Кратчайшее выраженіе втораго основного принципа для обратимыхъ цикловъ. Энтропія	308
72. Энтропія, какъ одна изъ величинъ, характеризующихъ состояніе	310
73. Энтропійная діаграмма круговаго процесса. Термическій идеальный коэффи- ціентъ. Процессы съ наибольшимъ использованиемъ тепла	313
74. Работа, эквивалентная теплу, выделяющемуся по изобарѣ (сгораніе на коло- нокковой рѣшеткѣ и въ двигателяхъ постепеннаго сгоранія; машина насы- щенного пара, паровыя турбины)	318
75. Работа, эквивалентная теплу, выделяющемуся по изоплерѣ (Процессы двига- телей быстрого сгоранія)	320
76. Формула Клапейрона (Clapeyron)	322
77. Обратимые и необратимые процессы	324
78. Энтропія и энтропійная діаграмма при необратимыхъ измѣненіяхъ состоянія.	326
Приложеніе. Таблица I. Насыщенный водяной паръ отъ 0,02 до 20 kg/qcm abs.	330
" II. " " " " " " 0° " 200°	331
" III. " " " " " " -20° " +49°	332
" IV. " паръ амміака (NH ₃)	333
" V. " " сѣрнистаго ангидрида (SO ₂)	333
" VI. " " углекислоты (CO ₂)	334

Таблицы въ текстѣ:

Таблица I. Теплосодержаніе при постоянномъ объемѣ (энергія) и при постоянномъ давленіи для 1 kg воздуха и продуктовъ сгоранія	45
II. Таблица энтропій для газовъ (при переменной теплоемкости)	91
III. JS діаграмма для водяного пара	185
IV. Энтропійная таблица (TS) для насыщеннаго и перегрѣтаго пара (по Мюнхенскимъ опытамъ относительно с _p)	187

ВВЕДЕНИЕ.

1. Определеіе понятій—газь, паръ и жидкость.

Газы. Газами называются тѣла, которыя подобно воздуху не могутъ при обыкновенныхъ температурахъ переходить въ жидкое состояніе ни всей своей массой, ни частично.

Въ природѣ они не встрѣчаются ни въ состояніи тумана, ни въ жидкомъ.

Наиболѣе извѣстныя—изъ двухатомныхъ газовъ:

кислородъ	O_2
азотъ	N_2
водородъ	H_2
окись углерода ..	CO
окись азота	NO

изъ многоатомныхъ: метанъ или болотный газъ... CH_4
этиленъ..... C_2H_4 .

Какъ газы можно разсматривать также:
углекислоту— CO_2 (при высокихъ температурахъ)
и водяной паръ— H_2O (при очень низкихъ давленіяхъ или при очень
высокихъ температурахъ).

Газовыя смѣси важныя въ технику:

атмосферный воздухъ,

свѣтильный газъ,

генераторный или силовой газъ

и раскаленные продукты горѣнія въ топкахъ и въ тепловыхъ двигателяхъ.

Насыщенные пары. Въ противоположность газамъ агрегатное состояніе насыщенныхъ паровъ совершенно неустойчиво.

Малѣйшія измѣненія температуры, давленія или объема вызываютъ частичный переходъ насыщеннаго пара въ жидкое состояніе (образованіе тумана) и обратно.

Многія тѣла одновременно могутъ находиться и въ парообразномъ и въ жидкомъ состояніи. Важнѣйшіе въ технику пары:

- пары воды H_2O
- „ амміака NH_3
- „ сѣрнистаго ангидрида. SO_2
- „ углекислоты CO_2 (при температурахъ ниже 32°).

Въ двигателяхъ внутренняго сгорания пользуются: парами продуктовъ перегонки нефти (керосинъ, бензинъ), представляющихъ смѣси различныхъ углеводородовъ,

парами спирта (алкоголь— C_2H_6O)

парами продуктовъ перегонки смолы каменноугольной и бурогоугольной (бензолъ, парафинъ).

Характернымъ примѣромъ парообразнаго состоянія является водяной паръ въ атмосферѣ; онъ постоянно переходитъ во влажное состояніе (туманъ, облака) или въ жидкое (дождь), и обратно вслѣдствіе незначительныхъ колебаній давленія и температуры.

Влажный и сухой паръ. Паръ, находящійся въ соприкосновеніи съ жидкостью, (какъ въ паровомъ котлѣ—водяное зеркало), содержитъ водяныя капельки въ видѣ тумана и называется поэтому влажнымъ или мокрымъ паромъ.

Влажный паръ—это обычное состояніе насыщеннаго пара, возможное и безъ наличности водяного зеркала. Предѣльнымъ (между влажнымъ и перегрѣтымъ) состояніемъ является неустойчивое состояніе сухого насыщеннаго пара.

Состояніе сухого насыщения важно въ томъ отношеніи, что влажный паръ можно разсматривать, какъ смѣсь сухого насыщеннаго пара и жидкой воды той же температуры.

Перегрѣтые или ненасыщенные пары. Это состояніе подобно газообразному устойчиво, но только въ извѣстныхъ (хотя и довольно широкихъ) предѣлахъ колебаній температуры, давленія или объема.

Однако въ противоположность газамъ перегрѣтые пары могутъ перейти въ насыщенные уже при не очень большихъ измѣненіяхъ давленія или температуры.

И обратно, при сообщеніи тепла всѣ насыщенные пары могутъ стать перегрѣтыми.

Состоянія насыщенія и перегрѣва паровъ одного и того же тѣла, напр. воды, надо строго различать, такъ какъ въ каждомъ изъ этихъ состояній тѣло слѣдуетъ не одинаковымъ законамъ.

На томъ же основаніи необходимо различать состояніе перегрѣтаго пара отъ газообразнаго.

Если (напр. по испареніи воды) нѣкоторое пространство содержитъ меньшее количество водяного пара, чѣмъ могло бытъ при данной температурѣ, такъ что тумана не образуется, тож-водяной паръ будетъ въ перегрѣтомъ состояніи.

Отсюда понятно, почему перегрѣтые пары называютъ также „ненасыщенными“.

Данное пространство тогда лишь насыщено паромъ, если оно не можетъ вмѣстить его еще больше.

Измѣненіе состоянія атмосфернаго пара является характернымъ для перегрѣтыхъ паровъ: лишь при опредѣленномъ (зависящемъ отъ степени насыщенія) паденія температуры начинается его конденсація.

Въ паропроводахъ паръ, пока онъ перегрѣтъ, не конденсируется, тогда какъ насыщенный — всегда болѣе или менѣе конденсируется.

Примѣчаніе. Газы также могутъ быть обращаемы въ состояніе влажныхъ паровъ и даже въ жидкое состояніе, но лишь при искусственномъ, весьма сильномъ охлажденіи и одновременномъ сжатіи. При этомъ они переходятъ и черезъ состояніе перегрѣтыхъ паровъ. Обратное, всѣ тѣла, находящіяся обычно въ жидкомъ или парообразномъ состояніи, можно перевести въ газообразное путемъ весьма сильнаго нагрѣванія или пониженія давленія.

Смотря по тому, въ какомъ преимущественно состояніи находится данное тѣло при обычныхъ температурахъ и давленіяхъ, его называютъ газомъ, перегрѣтымъ паромъ, насыщеннымъ паромъ или жидкостью.

2. Величины, опредѣляющія состояніе газовъ, и техническія единицы мѣры ихъ. Измѣреніе давленія и температуры.

Съ точки зрѣнія термодинамики состояніе газа или пара считается опредѣленнымъ, если извѣстны слѣдующія величины. Во первыхъ, вѣсъ единицы объема или удѣльный вѣсъ γ .

Вмѣсто удѣльнаго вѣса можетъ быть заданъ объемъ единицы вѣса или удѣльный объемъ v , причемъ

$$v = \frac{1}{\gamma}$$

Вмѣсто v или γ можно дать вѣсъ G произвольнаго объема V . Тогда

$$\gamma = \frac{G}{V} \text{ или } G = \gamma \cdot V,$$

$$v = \frac{V}{G} \text{ или } V = v \cdot G$$

Во вторыхъ — давленіе p , испытываемое единицей поверхности сосуда, заключающаго газъ или паръ (удѣльное давленіе или просто давленіе, упругость).

Въ третьихъ — температура t .

Для газовъ и перегрѣтыхъ паровъ по двумъ изъ этихъ величинъ всегда опредѣляется и третья. Соотношеніе между этими тремя величинами называется характеристическимъ уравненіемъ или уравненіемъ состоянія газа или перегрѣтаго пара.

Для сухого насыщеннаго пара по одной температурѣ опредѣляются и давленіе, и удѣльный объемъ (оба по особымъ законамъ).

Состояніе сухого насыщеннаго пара опредѣляется такимъ образомъ двумя уравненіями

$$\left. \begin{aligned} F(t, p) &= 0 \\ \phi(t, v) &= 0 \end{aligned} \right\}$$

откуда, какъ слѣдствіе, вытекаетъ третья зависимость $f(p, v) = 0$; любое изъ этихъ трехъ уравненій можно разсматривать, какъ слѣдствіе двухъ другихъ.

Случай влажнаго пара усложняется понятіемъ паросодержанія, (степень сухости пара, пропорція пара въ смѣси), влияющимъ на удѣльные вѣсъ и объемъ (смѣси воды и сухого пара).

Единицы мѣры. За единицу вѣса принимается килограммъ (kg), за единицу объема — кубическій метръ (cbm). Отсюда, удѣльный вѣсъ γ соотвѣтствуетъ вѣсу одного кубич. метра, выраженному въ килограммахъ ($\gamma = \frac{kg}{cbm}$); удѣльный объемъ v — объему одного килограмма въ куб. метрахъ ($v = \frac{cbm}{kg}$).

Отсюда слѣдуетъ, что въ уравненіи состоянія надо давленіе выражать въ килограммахъ на квадратный метръ ($p = \frac{kg}{qm}$).

Практически часто выражаютъ давленіе не въ $\frac{kg}{qm}$, а въ $\frac{kg}{qcm}$.

Давленіе одного килограмма на квадратный сантиметръ называется „атмосферой“ (at).

Такимъ образомъ

$$1 \frac{kg}{qcm} = 1 at = 10000 \frac{kg}{qm}.$$

Въ отличіе отъ этого въ физикѣ называютъ атмосферой давленіе $1,033 \frac{kg}{qcm}$, что соотвѣтствуетъ среднему давленію атмосфернаго воздуха на уровнѣ моря. Замѣтимъ, что эта единица давленія необходимо вступается въ цѣломъ рядѣ задачъ на опредѣленіе удѣльныхъ объемовъ и т. д.

Если бы техническую атмосферу принимали за округленіе физической (ввиду ихъ приближительнаго согласованія), это пошло бы къ грубымъ неточностямъ. Исключительно въ техникѣ применяемая единица давленія въ точности равна $1 \frac{kg}{qcm}$.

Въ Англіи и Америкѣ давленіе измѣряется въ фунтахъ на квадр. дюймъ. Такъ что $1 \frac{kg}{qcm} = 14,223 \text{ lb. per square inch}$ (фунтовъ на квадр. дюймъ).

Можно замѣтить, что

$$100 \text{ lb. per sq. in.} = \text{кругло } 7 \frac{kg}{qcm}.$$

Сверхдавленіе, разрѣженіе и абсолютное давленіе.

Техническіе приборы для измѣренія давленій (пружинные манометры, вакууметры, мановакууметры, столбы жидкости) показываютъ разность давленій даннаго газа (или пара) и атмосфернаго воздуха, т. е.

сверхдавление (избыток давления) или же разрежение (недостаток давления) по сравненію съ давленіемъ воздуха въ данный моментъ. Истинное или абсолютное давление газа опредѣлится по суммѣ сверхдавления и атмосфернаго (или же по разности атмосфернаго давления и разреженія).

Напротивъ, барометръ показываетъ абсолютное давление. Такъ что сверхдавление и абсолютное давление можно называть соответственно манометрическимъ и барометрическимъ.

Ясно, что въ уравненія состоянія входитъ именно абсолютное давление (p).

Въ связи съ показаніемъ барометра (смотря по погодѣ и высотѣ надъ уровнемъ моря) одному и тому же абсолютному (истинному) давленію соответствуютъ различныя показанія манометра.

Измѣреніе давленія столбомъ жидкости.

Если одинъ конецъ согнутой и отчасти заполненной жидкостью трубки (фиг. 1) соединить съ пространствомъ, гдѣ находится при давленіи выше атмосфернаго газъ или паръ, а другой конецъ оставить открытымъ, то уровень жидкости въ свободномъ колѣнѣ поднимется, а въ другомъ упадетъ. Разность уровней h служитъ мѣриломъ сверхдавления.

Въ случаѣ разреженія подымется уровень въ закрытомъ колѣнѣ. При этомъ форма колѣна трубки (смотри пунктиръ на фиг. 1) не играетъ никакой роли такъ же, какъ и постоянство ея поперечнаго сѣченія (если не считаться съ волосностью).

По извѣстному закону гидравлики давление вѣса жидкости на данную поверхность на глубинѣ h ниже свободнаго уровня измѣняется вѣсомъ столба h жидкости, имѣющаго данную поверхность основаніемъ; значить, давление на единицу поверхности (qm) сѣченія I' равно $\gamma \cdot h$ (поскольку оно зависитъ отъ вѣса столба h).

Поверхностное давление p' передается на всѣ слои до I' , такъ что полное давление въ I' будетъ $p' + \gamma h$.

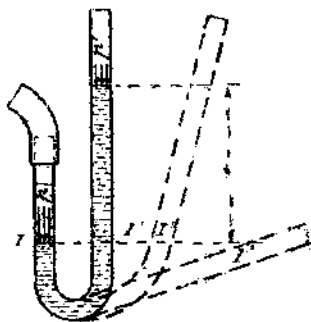
Жидкость въ колѣнѣ $I'I$ находится въ равновѣсіи и не производитъ давленія на сѣченіе I' . Только поверхностное давление p тождественное съ давленіемъ газа, передается отъ I на I' .

Такимъ образомъ, въ I' уравниваются давленія — сверху $p + \gamma h$ и снизу p , откуда

$$p = p' + \gamma h.$$

или

$$p - p' = \gamma h.$$



Фиг. 1.

Здѣсь p и p' выражаютъ абсолютныя давленія газа и воздуха; $p - p'$ сверхдавленіе, которое, согласно уравненію, пропорціонально высотѣ h .

Для воды при $\gamma = 1000 \frac{kg}{cbm}$,

$$p - p' = 1000 h;$$

Сверхдавленію въ 1 $\frac{kg}{qcm} = 10000 \frac{kg}{qm} = p - p'$

соотвѣтствуетъ высота

$$h = \frac{10000}{1000} = 10 \text{ m.}$$

Водянымъ столбомъ измѣряются по преимуществу весьма малыя разности давленій (какъ тяга дымовой трубы).

Имѣемъ

$$1 \text{ метръ вод. столба} = \frac{1}{10} \frac{kg}{qcm}$$

$$1 \text{ миллиметръ вод. столба} = \frac{1}{10000} \frac{kg}{qcm} = \frac{1}{10000} \text{ at.}$$

Для ртути, при $\gamma = 13,595 \cdot 1000 \frac{kg}{cbm}$ (при 0°),

$$p - p' = 13595 \cdot h.$$

Сверхдавленію въ

$$1 \text{ at} = p - p' = 10000 \frac{kg}{qm}$$

соотвѣтствуетъ столбъ ртути

$$h = \frac{10000}{13595} = 0,7356 \text{ m} = 735,6 \text{ mm (при } 0^\circ).$$

Сверхдавленію въ 1,0333 at = 10333 $\frac{kg}{qm}$ (физич. атм.) соотвѣтствуетъ столбъ ртути

$$\text{въ } 1,0333 \cdot 735,6 = 760 \text{ mm Hg.}$$

Если одинъ конецъ трубки закрыть и достигнуть надъ уровнемъ жидкости въ этомъ концѣ абсолютнаго вакуума, то столбомъ жидкости можно измѣрять абсолютное давленіе газа.

Жидкость въ закрытомъ колѣнѣ находится подъ давленіемъ своихъ паровъ, зависящимъ отъ окружающей температуры. Этими (весьма незначительнымъ) давленіемъ пренебрегаютъ въ такомъ случаѣ.

Вода непримѣнима для измѣренія небольшихъ абсолютныхъ давленій, такъ какъ напр. при $+10^\circ$ давленіе паровъ воды равно 9,16 mm Hg., или 124,5 mm водяного столба. Давленіе паровъ ртути при той же температурѣ меньше, чѣмъ 0,001 mm Hg.

Въ барометрахъ жидкостью служитъ исключительно ртуть; такъ что

$$1 \frac{kg}{qcm} \text{ abs} = 1 \text{ at abs.} = 735,6 \text{ mm Hg.}$$

Для измѣренія небольшихъ абсолютныхъ давленій (какъ въ конденсаторѣ и т. д.) можетъ служить укороченный барометръ или бароманометръ; закрытое колѣно его при недостаточномъ разрѣженіи до верху наполнено ртутью.

Абсолютное давленіе p измѣряется разностью h уровней въ обоихъ колѣнахъ (см. фиг. 2).

Такъ что

$$p = \gamma \cdot h.$$

Примѣры. 1. Манометръ на паровомъ котлѣ показываетъ 5,0 kg/qcm. Определить истинное (абсолютное) давленіе p въ котлѣ, если показаніе барометра 650 mm Hg.

Такъ какъ 735,6 mm Hg. = 1 kg/qcm, то

$$650 \text{ mm} = \frac{650}{735,6} = 0,884 \frac{\text{kg.}}{\text{qcm}}$$

Отсюда

$$p = 5 + 0,884 = 5,884 \text{ kg/qcm (а не } 5 + 1 = 6).$$

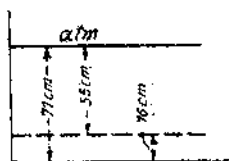
2. Вакууметръ (съ пружинящей металлической трубкой) на конденсаторѣ паровой машины показываетъ разрѣженіе 55 см Hg. Определить абсолютное давленіе въ конденсаторѣ, если показаніе барометра 710 mm Hg.

Абсолютное давленіе въ конденсаторѣ будетъ $71 - 55 = 16 \text{ cm Hg.}$

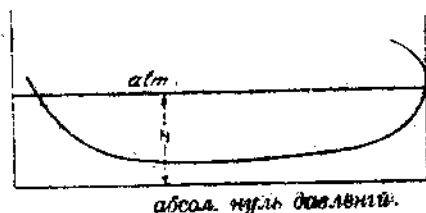
или

$$p = \frac{16}{73,56} = 0,218 \text{ at abs. (см. фиг. 3)}$$

3. Определить въ mm разстояніе на индикаторномъ діаграммѣ между атмосферной линіей, прочерченной штифтомъ индикатора, и линіей абсолютнаго нуля давленій, если въ масштабѣ пружины индикатора 10 mm = ат, и если въ моментъ снятія діаграммы показаніе барометра 600 mm (фиг. 4).



Фиг. 3.



Фиг. 4.

Соответствующее атмосферное давленіе будетъ $\frac{600}{735,6} = 0,816 \text{ kg/qcm}$, такъ что линія абсолютнаго нуля давленій лежитъ на разстояніи $x = 0,816 \cdot 10 = 8,16 \text{ mm}$ ниже атмосферной линіи (а не на 10 mm ниже!).

Прибавленіе. Приведеніе показанія барометра къ 0°

При температурахъ выше 0° удѣльный вѣсъ ртути меньше, чѣмъ принятый выше. Поэтому и барометръ стоять выше, чѣмъ онъ стоялъ бы при томъ же давленіи воздуха для 0°

На каждые 1000 mm Hg. надо вычитать изъ показанія барометра ¹⁾

для	0°	5°	10°	15°	20°	25°	30° C
	0,00	0,87	1,73	2,59	3,45	4,31	5,17 mm Hg.

¹⁾ Landolt und Börnstein, 3. изд. стр. 34.

Для температуръ ниже 0°C надо соотвѣтственныя величины прибавлять.

Такъ, если при $+20^{\circ}$ показаніе барометра 755 mm, то для 0° было бы на $0,755 \cdot 3,45 = 2,6$ mm меньше, т.-е. $755 - 2,6 = 752,4$ mm.

Температура (t) измѣряется въ градусахъ Цельсія ($^{\circ}\text{C}$).

Въ Англіи и Америкѣ пользуются шкалой Фаренгейта ($^{\circ}\text{F}$). Она раздѣлена на 180 равныхъ частей между точками таянія льда и кипѣнія воды. Нулевая точка взята на 32°F ниже точки таянія льда.

Такъ что

$$^{\circ}\text{F} = 32 + \frac{18}{10} ^{\circ}\text{C}; \quad ^{\circ}\text{C} = \frac{10}{18} (^{\circ}\text{F} - 32).$$

За нормальную принимается шкала водороднаго термометра съ обычными основными точками.

Для практическихъ цѣлей газове термометры слишкомъ громоздки.

Показанія ртутнаго термометра отступаютъ отъ водороднаго; величины погрѣшностей различны для различныхъ сортовъ стекла; наибольшія погрѣшности между 40° и 60°C . Для специальныхъ сортовъ стекла погрѣшность не превосходитъ $0,1^{\circ}$, что при техническихъ измѣреніяхъ совершенно незамѣтно; гораздо важнѣе другіе источники ошибокъ, которыя дѣлаютъ обычный термометръ слишкомъ ненадежнымъ приборомъ.

Здѣсь замѣтимъ лишь:

- 1) Отступленіе капиллярнаго канала отъ цилиндрической формы.
- 2) Отставаніе показаній термометра при колебаніяхъ температуры среды.
- 3) Перемѣщеніе основныхъ точекъ (подъ вліяніемъ термическаго „послѣдствія“).

Проистекающія отсюда погрѣшности часто неожиданны по величинѣ и (особенно при высокихъ температурахъ) превосходятъ цѣленіе шкалы.

Термометры для перегрѣтаго пара часто имѣютъ погрѣшность въ нѣсколько градусовъ.

Въ смыслѣ отставанія показаній хуже всего графитовые пирометры. Въ нихъ перѣдки отступленія на 100° и болѣе отъ истинной температуры, если температуры не достаточно долго остаются постоянными.

Графитовыхъ пирометровъ надо остерегаться. Несравненно чувствительнѣе ртутные пирометры, примѣнимые до 550° , гдѣ пространство надъ столбикомъ ртути заполнено углекислотой.

Поправка на выступающій столбикъ.

Выступающая изъ среды, температура t которой измѣряется, часть столбика ртути имѣетъ болѣе низкую температуру вѣшняго воздуха t' , чѣмъ остальная часть столбика.

Въ силу этого при выступающемъ столбикѣ термометры показываютъ меньше.

Поэтому необходимо ¹⁾ на каждый градус выступающего столбика прибавлять Δt ; такъ, для

$$\begin{array}{lll} t - t_r = 100^\circ; & 200^\circ; & 500^\circ; \\ \Delta t = 0,01^\circ; & 0,02^\circ; & 0,07^\circ; \end{array}$$

(напримѣръ, для 150° при выступающей части въ 70° прибавка будетъ $+ 70 \cdot 0,015 = 1,05^\circ C$).

Вообще поправка растётъ съ разностью $t - t_r$, а также съ длиной выступающего столбика или съ числомъ n градусовъ на выступающемъ столбикѣ

$$n \cdot \Delta t = \frac{n(t - t_r)}{6300}.$$

¹⁾ Landolt und Börnstein, 1905 г. стр. 195.

І Ч А С Т Ь.

Г а з ы.

3. Законы Бойль-Мариотта и Гей-Люссака для газовъ и соединенный законъ Бойль-Мариотта—Гей-Люссака.

Законъ Бойль-Мариотта. Если объемъ V_0 любого газа при температурѣ t_0 , давленіи p_0 и удѣльномъ объемѣ v_0 , увеличить или уменьшить до V и при томъ такъ, что въ концѣ температура снова будетъ t_0 , то абсолютное давленіе газа падаетъ (соотв. возрастаетъ) обратно пропорціонально объему.

Такимъ образомъ

$$\frac{p}{p_0} = \frac{V_0}{V} = \frac{v_0}{v}$$

или

$$pV = p_0V_0; \quad pv = p_0v_0.$$

Если, какъ здѣсь, разсматривается только конечное состояніе, то безразлично, остается постоянной или нѣтъ температура въ промежуточныхъ стадіяхъ измѣненія объема, лишь бы конечная температура была равна начальной.

По отношенію къ удѣльному вѣсу газа законъ выражаетъ, что при одинаковыхъ температурахъ удѣльные вѣса пропорціональны давленіямъ, ибо при $\frac{v_0}{v} = \frac{\gamma}{\gamma_0}$ будетъ

$$\frac{p}{p_0} = \frac{\gamma}{\gamma_0}.$$

Примѣры. 1. Атмосферный воздухъ при произвольной температурѣ и разрѣженіи въ 0,10 kg/qcm сжать до 7 kg/qcm сверхдавленія. Во сколько разъ уменьшился его объемъ противъ первоначальнаго, если показаніе барометра 720 мм, и конечная температура равна начальной?

Абсолютное начальное давленіе равно:

$$\frac{720}{735,6} - 0,10 = 0,98 - 0,10 = 0,88 \text{ at.}$$

Абсолютное давленіе въ концѣ:

$$\frac{720}{735,6} + 7,00 = 7,98.$$

Поэтому отношение объемов („степень сжатия“) равно

$$\frac{V_0}{V} = \frac{p}{p_0} = \frac{7,98}{0,88} = 9,07.$$

2. Чему равен удельный вес воздуха при 0° и 600 мм по барометру, если при 0° и 760 мм он равен 1,293?

$$\text{Имеем } \gamma = 1,293 \cdot \frac{600}{760} = 1,02 \text{ kg/cbm}$$

3. Некоторый объем воздуха при сверхдавлении в 1 kg/cm расширяется втрое при постоянной температуре. Каково конечное давление по манометру? Показание барометра 550 мм.

Абсолютное давление в начале

$$\frac{550}{735.6} + 1 = 1,747,$$

поэтому абсолютное давление в конце

$$p = 1,747 \cdot \frac{1}{3} = 0,582 \text{ at abs.}$$

или $0,747 - 0,582 = 0,165 \text{ kg/cm}$ разрежения.

Закон Гей-Люссана. Если газ под некоторым постоянным давлением нагревать (или охлаждать), то его объем на каждый градус нагревания (соотв. охлаждения) увеличивается (соотв. уменьшается) на $\frac{1}{273}$ часть объема, занимаемого им при 0° и том же давлении. Закон этот имеет силу для всех газов.

1 формула. Если при 0° объем v_0 , а при t_1 — v_1 , то

$$v_1 = v_0 + v_0 \frac{t_1}{273} = v_0 \left(1 + \frac{t_1}{273} \right)$$

При другой температуре $t_2 > t_1$ объем был бы

$$v_2 = v_0 + v_0 \frac{t_2}{273}$$

Вычитая получим

$$v_2 - v_1 = v_0 \frac{t_2 - t_1}{273}.$$

(Абсолютное увеличение объема при нагревания от t_1 до t_2).

2 формула. Для объем v_2 на v_1 получаем относительное изменение объема

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{1 + \frac{t_2}{273}}{1 + \frac{t_1}{273}}$$

или

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{273 + t_2}{273 + t_1}$$

В этом уравнении t_1 и t_2 градусы Цельсия, поэтому и числа 273 в числителе и знаменателе представляют градусы Цельсия.

Если представить себѣ нуль шкалы Цельсія передвинутымъ на 273° внизъ, то получается новая шкала, въ которой температуры выражены числомъ T , на 273 большимъ. Такимъ образомъ

$$\begin{aligned} T_1 &= 273 + t_1 \\ T_2 &= 273 + t_2. \end{aligned}$$

Эта новая шкала называется абсолютной шкалой температуръ, T , T_1 , T_2 называются „абсолютными температурами“. Теперь получаемъ

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{T_2}{T_1}$$

При постоянномъ давлении объемы равныхъ вѣсовыхъ количествъ одного и того же газа пропорціональны абсолютнымъ температурамъ.

Название „абсолютная температура“ является произвольнымъ. Въ численныхъ примѣненіяхъ закона Гей-Люссака эта величина столь же цѣлесообразна, какъ и абсолютное давленіе въ законѣ Бойля. Все же замѣчательно, что число 273 справедливо для самыхъ различныхъ веществъ (H, N, O, CO) и для ихъ смѣсей, наприм. атмосфернаго воздуха. Волѣе глубокое обоснованіе понятія абсолютной температуры послѣдуетъ въ отд. 66.

А что законъ Гей-Люссака не можетъ быть пригоденъ для произвольно низкихъ температуръ, слѣдуетъ изъ того, что при $T_2 = 0$ ($t_2 = 273^{\circ}$) получается объемъ газа $v_2 = 0$: такимъ образомъ газъ не имѣлъ бы объема, что невозможно (ср. 52).

Для удѣльнаго вѣса газовъ законъ гласитъ: при равныхъ температурахъ, но одинаковомъ давленіи удѣльные вѣса одного и того же газа обратно пропорціональны абсолютнымъ температурамъ.

Такъ какъ $\frac{v_2}{v_1} = \frac{T_1}{T_2}$, то

$$\frac{\gamma_1}{\gamma_2} = \frac{T_2}{T_1} (p = \text{const.}).$$

Примѣры. 1. Во сколько разъ при постоянномъ давленіи объемъ одного и того же количества газа при -20° меньше чѣмъ при $+20^{\circ}$?

Имѣемъ.

$$\frac{v_{(+20)}}{v_{(-20)}} = \frac{273 + 20}{273 - 20} = \frac{293}{253} = 1,16.$$

Такимъ образомъ, объемъ въ 1,16 разъ меньше, или удѣльный вѣсъ при -20° на 16% больше, чѣмъ при $+20^{\circ}$.

2. Если дымовые газы топки охлаждаются отъ 1200°C до 250°C , то во сколько разъ объемъ ихъ въ концѣ дымоходовъ меньше, чѣмъ въ началѣ?

Имѣемъ

$$\frac{v_{(1200)}}{v_{(250)}} = \frac{273 + 1200}{273 + 250} = \frac{1473}{523} = 2,82.$$

Конечный объемъ въ 2,82 раза меньше. (Соотвѣтственно можно съужать дымоходы по направленію къ дымовой трубѣ).

3. Во сколько разъ больше (по вѣсу) воздуха вмѣститъ резервуаръ при 10° чѣмъ при 50° ?

Удѣльные вѣса при 10° и при 50° относятся какъ $273 + 50 : 273 + 10 = 1,14$. Резервуаръ, такимъ образомъ, вмѣщаетъ при 10° вѣсъ въ 1,14 раза большій, чѣмъ при 50° .

Соединенный закон Бойль-Мариотта Гей-Люссака. Удельный весъ газа по закону Бойль-Мариотта прямо пропорціоналенъ давлению, а по закону Гей-Люссака обратно пропорціоналенъ абсолютной температурѣ. Пусть γ_1 удѣльный весъ при t_1^0 и p_1 at abs, тогда по закону Бойль-Мариотта удѣльный весъ при t_1^0 и p at abs равенъ

$$\gamma_1 \cdot \frac{p}{p_1}. \text{ По закону же Гей-Люссака онъ при } p \text{ at и } t^0 \text{ больше, чѣмъ}$$

$$\gamma_1 \cdot \frac{p}{p_1} \text{ въ отношеніи } 273 + t_1 : 273 + t = T_1 : T, \text{ откуда}$$

$$\gamma = \gamma_1 \cdot \frac{p}{p_1} \cdot \frac{T_1}{T}$$

(удѣльный весъ при p, T по удѣльному весу при p_1, T_1).

Этотъ выводъ справедливъ постольку, поскольку законъ Бойль-Мариотта годится для всякой температуры, законъ Гей-Люссака для всякаго давленія.

Примѣры. 1. Удѣльный весъ сухого воздуха при 0^0 и 760 mm Hg равенъ 1,293 kg/cbm. Какъ великъ онъ при 20^0 и 710 mm?

$$\gamma = 1,293 \cdot \frac{710}{760} \cdot \frac{273 + 0}{273 + 20} = 1,126 \text{ kg/cbm.}$$

2. Въ резервуарѣ вмѣстимостью 0,9 cbm господствуетъ разръженіе въ 60 cm Hg при температурѣ 17^0 , показаніе барометра 740 mm. Опредѣлить весъ воздуха въ резервуарѣ.

$$\text{При } \gamma = 1,293 \cdot \frac{74 - 60}{76} \cdot \frac{273}{273 + 17} = 0,225 \text{ kg/cbm}$$

будетъ

$$G = \gamma \cdot V = 0,225 \cdot 0,9 = 0,2025 \text{ kg.}$$

3. Газовый двигатель расходуетъ на эффективный сплосчасъ 550 литровъ свѣтильнаго газа при 20^0 . Показаніе барометра 700 mm. Сколько это даетъ литровъ газа при 0^0 и 760 mm? (Приведеніе газа къ нормальному состоянію).

Имѣемъ

$$V_0 = V \cdot \frac{p}{p_0} \cdot \frac{T_0}{T}$$

$$V = 550 \cdot \frac{700}{760} \cdot \frac{273}{293} = 472 \text{ литра.}$$

4. Общее уравненіе состоянія газовъ.

Если подставить въ общее выраженіе удѣльнаго веса, получившееся изъ соединенія законовъ Бойль-Мариотта и Гей-Люссака, вмѣсто удѣльныхъ весовъ удѣльные объемы, то при

$$v_1 = \frac{1}{\gamma_1}, v = \frac{1}{\gamma}$$

имѣемъ

$$v_1 = v \cdot \frac{p}{p_1} \cdot \frac{T_1}{T}$$

или

$$\frac{pv}{T} = \frac{p_1 v_1}{T_1}$$

Такимъ образомъ, значеніе $\frac{pv}{T}$ постоянно для одного и того же газа при всякихъ его состояніяхъ. Если это значеніе обозначимъ черезъ R , то

$$\frac{pv}{T} = R (= \text{const}),$$

или

$$pv = RT \quad (p \text{ въ } \text{kg/qm}, \quad v \text{ въ } \text{cbm/kg}).$$

Это общее уравненіе состоянія газа (характеристическое уравненіе). Оно даетъ для трехъ величинъ p , v , T , которыя опредѣляютъ состояніе газа, общее соотношеніе, справедливое при всякихъ давленіяхъ, объемахъ и температурахъ. Ясно, что всегда можно по двумъ изъ этихъ величинъ опредѣлить третью.

Постоянная R для разныхъ газовъ различна.

Ея значеніе.

$$R = \frac{pv}{T} = \frac{p}{\gamma T}$$

можно вычислить, если напримѣръ извѣстенъ удѣльный вѣсъ (γ_0) для произвольнаго давленія (p_0) и произвольной температуры ($T_0 = 273 + t_0$).

Если напримѣръ $t_0 = 0^\circ$, $p_0 = 10333 \frac{\text{kg}}{\text{qm}}$, то

$$R = \frac{10333}{\gamma_0 \cdot 273} = \frac{37,85}{\gamma_0}$$

Такъ, для сухого воздуха $\gamma_0 = 1,293 \frac{\text{kg}}{\text{cbm}}$ при 0° и 760 mm.

Откуда

$$R = \frac{37,85}{1,293} = 29,27.$$

Дать „постоянную газа“ все равно, что дать удѣльный вѣсъ для опредѣленнаго состоянія. Объ истинномъ значеніи газовой постоянной см. отд. 17.

Замѣтимъ, что въ уравненіи состоянія и всѣхъ вытекающихъ изъ него соотношеніяхъ давленіе p нужно разсматривать какъ абсолютное давленіе въ kg/qm . Только тамъ, гдѣ встрѣчается отношеніе давленій, можно, не смущаясь при вычисленіяхъ, пользоваться и другими единицами давленія, наприм. kg/cm^2 или mm Hg.

Уравненіе состоянія въ приведенной выше формѣ справедливо для 1 kg газа, потому что оно содержитъ уд. объемъ v . Если v замѣнить черезъ V и G , при чемъ $v = \frac{V}{G}$, то

$$pV = GRT$$

Въ этой формѣ уравненіе состоянія годится для любого количества газа. Таблицы постоянныхъ для различныхъ газовъ см. отд. 8. Тамъ же подробнѣе относительно R .

5. Уравнение состоянія газовых смѣсей. Законъ Дальтона.

Законы Бойль-Мариотта и Гей-Люссака одинаково справедливы, какъ для отдѣльныхъ газовъ, такъ и для смѣсей нѣсколькихъ газовъ. Поэтому уравненіе состоянія произвольныхъ газовыхъ смѣсей также имѣетъ видъ

$$pv = RT$$

Нужно только по постояннымъ составнымъ частямъ опредѣлить постоянную смѣси извѣстнаго состава (напр. атмосфернаго воздуха, или смѣси изъ воздуха и горючаго газа, или для дымового газа).

Для этого необходимы два слѣдующихъ опытныхъ закона.

1. Отдѣльный газъ въ смѣси слѣдуетъ своему уравненію состоянія, какъ если бы не было другихъ составныхъ частей.

2. Давленіе смѣси p равно суммѣ давленій (p_1, p_2, p_3) составныхъ частей (законъ Дальтона), такимъ образомъ

$$p = p_1 + p_2 + p_3$$

p_1, p_2, p_3 называются парціальными давленіями. Это тѣ давленія, которыя получились бы, если бы можно было удалять при неизмѣнномъ объемѣ и неизмѣнной температурѣ (напр. химическимъ поглощеніемъ) всѣ составныя части, кромѣ одной. Напр., въ воздухѣ кислородъ и азотъ имѣютъ разныя давленія, каждый меньшее, чѣмъ давленіе атмосферы. Напротивъ, всѣ составныя части въ смѣси имѣютъ одинаковый объемъ (именно весь объемъ) и одинаковую температуру. Поэтому удѣльные объемы составныхъ частей различны.

Пусть имѣемъ G *kg* смѣси, при чемъ всѣхъ составныхъ частей G_1, G_2, G_3 *kg*, такъ что

$$G = G_1 + G_2 + G_3,$$

тогда для отдѣльныхъ газовъ по первому изъ приведенныхъ выше положеній будетъ

$$p_1 V = G_1 R_1 T$$

$$p_2 V = G_2 R_2 T$$

$$p_3 V = G_3 R_3 T.$$

Складывая, получимъ

$$(p_1 + p_2 + p_3) \cdot V = (G_1 R_1 + G_2 R_2 + G_3 R_3) T,$$

и при

$$p_1 + p_2 + p_3 = p$$

будетъ

$$pV = (G_1 R_1 + G_2 R_2 + G_3 R_3) T.$$

Но общее уравненіе состоянія справедливо и для смѣси, какъ цѣлаго, при чемъ неизвѣстна только постоянная смѣси R_m ; такимъ образомъ

$$pV = GR_m T.$$

Изъ сравненія этихъ выраженій слѣдуетъ

$$GR_m = G_1 R_1 + G_2 R_2 + G_3 R_3$$

или

$$R_m = \frac{G_1}{G} R_1 + \frac{G_2}{G} R_2 + \frac{G_3}{G} R_3$$

Отдѣльные газы, такимъ образомъ, вліяютъ на постоянную смѣси соответственно своимъ вѣсамъ и газовымъ постояннымъ. Положивъ

$$\frac{G_1}{G} = g_1, \quad \frac{G_2}{G} = g_2 \text{ и т. д.,}$$

имѣемъ

$$R_m = g_1 R_1 + g_2 R_2 + g_3 R_3,$$

гдѣ g_1, g_2 относительныя части отдѣльныхъ газовъ въ общемъ вѣсѣ (ср. отд. 6). Удѣльный вѣсъ смѣси въ виду соотношеній

$$\gamma_m = \frac{p}{R_m T}$$

и $R_1 = \frac{p}{\gamma_1 T}, R_2 = \frac{p}{\gamma_2 T}$ выразится черезъ удѣльные вѣсы составныхъ частей

$$\gamma_m = \frac{1}{\frac{g_1}{\gamma_1} + \frac{g_2}{\gamma_2} + \frac{g_3}{\gamma_3}}$$

Здѣсь всѣ удѣльные вѣса приведены къ однимъ и тѣмъ же температурѣ и давленію, напр. 760 mm и 0°

Опредѣленіе парціальныхъ давленій.

Изъ уравненія состоянія имѣемъ

$$p_1 = \frac{G_1 R_1 T}{V}$$

$$p_2 = \frac{G_2 R_2 T}{V} \text{ и т. д.}$$

Отсюда можно вычислить парціальныя давленія. Но ихъ можно представить нагляднѣе въ видѣ долей полнаго давленія. Это послѣднее

$$p = \frac{GR_m T}{V};$$

откуда, послѣ дѣленія

$$\frac{p_1}{p} = \frac{G_1}{G} \cdot \frac{R_1}{R_m},$$

или

$$p_1 = g_1 \cdot \frac{R_1}{R_m} \cdot p$$

аналогично

$$p_2 = g_2 \cdot \frac{R_2}{R_m} \cdot p$$

$$p_3 = g_3 \cdot \frac{R_3}{R_m} \cdot p$$

Значитъ, въ полномъ давлении смѣси отдѣльныя ея составныя части участвуютъ пропорціоально своимъ вѣсовымъ частямъ и своимъ газовымъ постояннымъ.

Примѣры. 1. Воздухъ состоитъ изъ 28,6 вѣсовыхъ частей кислорода и 76,4 частей азота на 100 частей. Определить въ mm Hg парціальныя давления кислорода (O) и азота (N) въ воздухѣ при 760 mm.

$$R_{(O)} = 26,52; R_{(N)} = 30,13.$$

Отсюда постоянная воздуха

$$R = 0,236 \cdot 26,52 + 0,764 \cdot 30,13 = 29,27,$$

поэтому

$$p_{(O)} = 0,236 \cdot \frac{26,52}{29,27} \cdot p = 0,213p$$

$$p_{(N)} = 0,764 \cdot \frac{30,13}{29,27} = 0,787p.$$

Слѣдовательно, давление кислорода

$$0,213 \cdot 760 = 161,8 \text{ mm Hg.}$$

давление азота

$$0,787 \cdot 760 = 598,2 \text{ mm Hg.}$$

2. Определить постоянную, удѣльный вѣсъ и парціальныя давления смѣси изъ 20 вѣсовыхъ частей воздуха и 1 части свѣтильнаго газа. Удѣльный вѣсъ свѣтильнаго газа при 0° и 760 mm равенъ 0,52 kg/cbm

Постоянная: свѣтильнаго газа

$$R_g = \frac{37,85}{0,52} = 72,8,$$

воздуха = 29,27.

Откуда постоянная смѣси

$$R = \frac{20}{21} \cdot 29,27 + \frac{1}{21} \cdot 72,8 = 31,4.$$

Удѣльный вѣсъ

$$\gamma = \frac{37,85}{31,4} = 1,21.$$

Парціальныя давления: воздуха

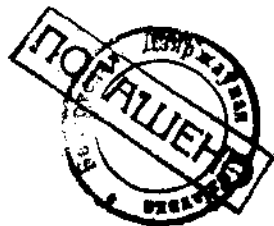
$$\frac{20}{21} \cdot \frac{29,27}{31,4} \cdot p = 0,888p,$$

свѣтильнаго газа

$$\frac{1}{21} \cdot \frac{72,8}{31,4} \cdot p = 0,111p.$$

3. Определить въ mm Hg парціальное давление водяного пара во влажномъ воздухѣ при 760 mm давления, содержащемъ на 1 kg вѣса 5 g воды (предполагая, что воздухъ не холоднѣе 6°).

Республиканская
навукова-тэхнічная
бібліятэка



Постоянная для ненасыщенного водяного пара $R_v = 47$.
Давление пара

$$p_v = \frac{0,005}{1} \cdot \frac{47}{29,27} \cdot p = 0,008p;$$

или

$$0,008 \cdot 760 = 6,08 \text{ mm Hg.}$$

(Строго говоря, следовало бы вместо 29,27 принять несколько большую постоянную для влажного воздуха).

Влажный воздух¹⁾.

Атмосферный воздух содержит всегда известное количество водяного пара, обычно в ненасыщенном (перегретом) состоянии. Этот атмосферный пар принимают за газообразную примесь, что конечно допустимо лишь до тех пор, пока он не станет насыщенным или влажным (туман, облака).

При предельном состоянии насыщения атмосферы не только самый пар становится насыщенным, но и воздух как бы насыщается им. В связи со свойствами водяного пара это состояние наступает в момент, когда воздух на 1 cbm содержит такое количество пара по весу $\left(\gamma, \frac{\text{kg}}{\text{cbm}}\right)$, которое соответствует по таблицам для пара данной температурѣ воздуха, а значит и пара. В этом состоянии пар имеет наибольшее давление, какое только он может вообще принимать при данной температурѣ. Дальнейшее возрастание количества пара в воздух было бы мыслимо, если бы давление пара могло перейти этот предѣлъ. Таким образом, на 1 cbm насыщенного водяным паром воздуха, или всякого другого газа, приходится совершенно определенный вес пара, зависящий не от давления, а лишь от температуры; этот вес соответствует весу 1 cbm насыщенного пара (данной температурѣ).

Если водяной пар в воздухѣ влажен, то его вес на 1 cbm больше чѣм γ ; воздух пересыщен. Влажный пар представляется в видѣ облаков и тумана.

Если же воздух содержит пара меньше, чѣм $\gamma, \frac{\text{kg}}{\text{cbm}}$, то атмосферный пар ненасыщен.

Давление влажного воздуха p по закону Дальтона равно суммѣ давлений пара p' и чистого воздуха p . Парціальное давление воздуха определить трудно, легче определить его для пара. А если воздух как раз насыщен, то нужно определить только температуру воздуха, чтобы сейчас же найти по таблицам соответствующее давление пара p' . В ненасыщенном воздухѣ при всяких обстоятельствах давление пара меньше этой величины, представляющей верхний предѣлъ.

¹⁾ Этот отдѣлъ предполагает знаніе простѣйших свойств паровъ, см. отд. 34.

Давление пара в ненасыщенном воздухе можно определить следующим образом. Охлаждают воздух при постоянном давлении у холодной зеркала поверхности, температура которой постепенно понижается и может наблюдаться каждый момент. В момент, когда зеркало помутнѣет (точка росы), находящийся тамъ воздухъ насыщенъ, и можно по его температурѣ найти въ таблицахъ для пара давление. При охлажденіи остаются неизмѣнными какъ полное давление, такъ и каждое изъ парціальныхъ давленій, такъ какъ они зависятъ лишь отъ полного давленія, вѣсового состава и газовыхъ постоянныхъ составныхъ частей. Такимъ образомъ, давленіе, соответствующее точкѣ росы, равно упругости атмосфернаго пара. На этомъ принципѣ основанъ гигрометръ Даниэля и подобные приборы.

Гораздо удобнѣе общепотребительный психрометръ Августа; онъ основанъ на томъ явленіи, что жидкая вода испаряется въ атмосферномъ воздухѣ тѣмъ интенсивнѣе, чѣмъ онъ далѣе отъ насыщенія. (Въ насыщенномъ воздухѣ туманъ испареніе прекращается). Расходуемая на испареніе воды теплота отнимается отъ той же воды, вследствие чего понижается температура. Психрометръ состоитъ изъ двухъ совершенно одинаковыхъ, стоящихъ рядомъ термометровъ. У одного шарикъ покрытъ смоченнымъ лоскуткомъ кнесс, у другого же онъ открытъ. Оказывается, что на смоченномъ термометрѣ температура нѣсколько ниже, чѣмъ на сухомъ. По этой „психрометрической разности“ можно съ помощью прилагаемыхъ къ прибору таблицъ вычислить упругость паровъ и степень насыщенія.

Приближенно можно найти упругость паровъ p' по равенству

$$p' = p_s - \frac{1}{1510} B. \tau,$$

гдѣ p_s упругость насыщеннаго пара при температурѣ смоченнаго термометра, B показаніе барометра (mm Hg), τ разность показаній термометровъ.

Отношеніе вѣса γ' пара, содержащагося въ 1 *сбм* ненасыщеннаго воздуха, къ вѣсу γ_s кубическаго метра насыщеннаго пара той же температуры называется относительной влажностью или степенью насыщенія (x); такимъ образомъ

$$x = \frac{\gamma'}{\gamma_s}.$$

Если упругость пара p' и температура воздуха t извѣстны, то легко вычислить x . Именно, для ненасыщеннаго состоянія атмосфернаго пара справедливо уравненіе состоянія

$$p' v' = R_s (273 + t);$$

для насыщеннаго при той же температурѣ

$$p_s v_s = R_s (273 + t),$$

откуда

$$p' v' = p_s v_s,$$

гдѣ v' и v_s объемы 1 *кг* атмосфернаго пара соотв. въ ненасыщенномъ и насыщенномъ состояніи.

Но

$$v' = \frac{1}{\gamma'} \quad \text{и} \quad v_s = \frac{1}{\gamma_s},$$

поэтому

$$\frac{\gamma'}{\gamma_s} = \frac{p'}{p_s} = x.$$



Итакъ, если p' извѣстно, то надо лишь взять по таблицамъ для пара p_s , соответствующее t , чтобы по отношенію обоихъ давленій определить степень насыщения пара.

Вѣсь γ' атмосфернаго пара, заключеннаго въ 1 *сбм*, будетъ

$$\gamma' = x \cdot \gamma_s,$$

при чемъ γ_s берется по таблицамъ для пара.

Давленіе чистаго воздуха въ томъ же объемѣ равно $p - p'$; его вѣсь)

$$\gamma_1 = 1,293 \cdot \frac{p - p'}{760} \cdot \frac{273}{273 + t},$$

гдѣ $p - p'$ въ *mm Hg*.

Отсюда наконецъ вѣсь 1 *сбм* влажнаго воздуха (удѣльный вѣсь)

$$\gamma = \gamma' + \gamma_1.$$

Вмѣстѣ съ тѣмъ газовая постоянная влажнаго воздуха

$$R = \frac{p}{\gamma (273 + t)},$$

гдѣ p въ $\frac{kg}{qm}$

Точку росы — температуру, до которой нужно охладить ненасыщенный воздухъ, чтобы онъ насытился, получаютъ по таблицамъ для пара, отыскавъ температуру насыщения, соответствующую измѣренной упругости пара p' .

Примѣръ. При показаніи барометра 758,7 *mm* (для 0°) и температурѣ воздуха + 15,0° упругость атмосфернаго пара по психрометру равна 9,5 *mm Hg*.

Опредѣлить степень насыщения, вѣсь γ' пара, содержащагося въ 1 *сбм*, удѣльный вѣсь, газовую постоянную влажнаго воздуха и точку росы.

По таблицамъ для паровъ упругость насыщеннаго пара при + 15° равна 12,73 *mm*, откуда степень насыщения

$$x = \frac{9,5}{12,73} = 0,746.$$

Далѣе по таблицамъ для паровъ $\gamma_s = 0,0133$ *kg/cbm* или 13,3 *g/cbm*. Следовательно, воздухъ содержитъ

$$\gamma' = 0,746 \cdot 13,3 = 9,9 \text{ g/cbm водяного пара.}$$

Вѣсь чистаго воздуха въ 1 *сбм*

$$\gamma_1 = 1,293 \cdot \frac{758,7 - 9,5}{760} \cdot \frac{273}{273 + 15} = 1,209 \text{ кг.}$$

Удѣльный вѣсь влажнаго воздуха

$$\gamma = 1,209 + 0,0099 = 1,2189 \text{ кг/cbm.}$$

Газовая постоянная

$$R = 10000 \cdot \frac{758,7}{735,6 \cdot 1,2189 \cdot 288} = 29,4.$$

Давленіе въ 9,5 *mm* соответствуетъ температурѣ насыщения 10,3°. Это температура точки росы.

6. Составъ газовыхъ смѣсей по вѣсовымъ и объемнымъ частямъ. Удѣльный вѣсъ по составу. Средній или кажущійся молекулярный вѣсъ.

Отдѣльныя составныя части смѣси газовъ могутъ быть даны по вѣсовымъ или объемнымъ долямъ. Въ то время, какъ первое понятіе не требуетъ поясненій, составъ по объемнымъ частямъ надо понимать такъ: представимъ себѣ отдѣльные газы изолированными и приведенными къ одинаковымъ давленіямъ и температурамъ. Тогда объемная часть отдѣльнаго газа есть отношеніе полученнаго такимъ путемъ отдѣльнаго объема v къ суммѣ всѣхъ отдѣльныхъ объемовъ (Σv). Отсюда умноженіемъ на 100 получается составъ по объему въ процентахъ.

По объемнымъ частямъ $v_1, v_2, v_3 \dots$ можно вычислить части вѣсовыя $g_1, g_2, g_3 \dots$ (и обратно), если извѣстны удѣльные вѣса или молекулярные вѣса всѣхъ составныхъ частей. Дѣйствительно, полный вѣсъ единицы объема (удѣльный вѣсъ)

$$\gamma = v_1 \cdot \gamma_1 + v_2 \cdot \gamma_2 + v_3 \cdot \gamma_3.$$

Отсюда вѣсовая часть отдѣльнаго газа

$$g_1 = \frac{v_1 \cdot \gamma_1}{v_1 \cdot \gamma_1 + v_2 \cdot \gamma_2 + \dots}, \quad g_2 = \frac{v_2 \cdot \gamma_2}{v_1 \cdot \gamma_1 + v_2 \cdot \gamma_2 + \dots}$$

Съ другой стороны, при данныхъ вѣсовыхъ частяхъ объемы отдѣльныхъ газовъ въ указанномъ выше смыслѣ будутъ $\frac{g_1}{\gamma_1}, \frac{g_2}{\gamma_2} \dots$, а ихъ сумма $\frac{g_1}{\gamma_1} + \frac{g_2}{\gamma_2} + \dots$, поэтому соотвѣтственная величина отдѣльнаго объема

$$v_1 = \frac{\frac{g_1}{\gamma_1}}{\frac{g_1}{\gamma_1} + \frac{g_2}{\gamma_2} + \dots}, \quad v_2 = \frac{\frac{g_2}{\gamma_2}}{\frac{g_1}{\gamma_1} + \frac{g_2}{\gamma_2} + \dots}$$

Удобнѣе вмѣсто $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3 \dots$ вездѣ поставить молекулярные вѣса $m_1, m_2, m_3 \dots$, пропорціональные удѣльнымъ вѣсамъ газовъ.

Средній молекулярный вѣсъ. Изъ выраженія

$$\gamma = v_1 \cdot \gamma_1 + v_2 \cdot \gamma_2 + v_3 \cdot \gamma_3 + \dots$$

непосредственно получается средній молекулярный вѣсъ, если замѣнить $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ молекулярными вѣсами m_1, m_2, m_3 . При этомъ (кажущійся) молекулярный вѣсъ смѣси

$$m = v_1 \cdot m_1 + v_2 \cdot m_2 + v_3 \cdot m_3 + \dots$$

Отсюда по отд. 8 для удѣльнаго вѣса получается формула

$$\gamma = \frac{m}{22,4} \text{ (при } 0^\circ \text{ и } 760 \text{ mm).}$$

Примѣры. 1. Атмосферный воздухъ состоитъ изъ 23,2 вѣсовыхъ частей O_2 и 76,8 частей N_2 на 100. Сколько частей по объему занимаютъ они?

$$[\gamma(O) = 1,43, \gamma(N) = 1,25].$$

Имѣемъ

$$v(O_2) = \frac{23,2}{\frac{1,43}{23,2} + \frac{1,25}{76,8}} = 0,21; \quad v(N_2) = 0,79$$

или при $m(O_2) = 32, \quad m(N_2) = 28,08$

$$v(O_2) = \frac{23,2}{\frac{32}{23,2} + \frac{76,8}{28,08}} = 0,21; \quad v(N_2) = 0,79.$$

2. Для данного дымового газа найденъ слѣдующій объемный составъ

$$v(CO_2) = 12, \quad v(O_2) = 6, \quad v(N_2) = 82.$$

Опредѣлить отдѣльныя вѣсовыя части и удѣльный вѣсъ дымового газа.

При $m(CO_2) = 44, \quad m(O_2) = 32, \quad m(N_2) = 28,08$ будетъ

$$g(CO_2) = \frac{12 \cdot 44}{12 \cdot 44 + 6 \cdot 32 + 82 \cdot 28,08} = 0,173 \dots (17,3\%)$$

$$g(O_2) = 0,063, \quad g(N_2) = 0,763.$$

Удѣльные вѣса отдѣльныхъ газовъ будутъ 1,965, 1,429, 1,254. Поэтому удѣльный вѣсъ дымового газа

$$\gamma = 0,12 \cdot 1,965 + 0,06 \cdot 1,429 + 0,82 \cdot 1,254 = 1,35 \text{ kg/cbm.}$$

Удобнѣе находить (ср. отд. 8) по формулѣ

$$\gamma = \frac{m}{22,4},$$

при чемъ

$$m = 0,12 \cdot 44 + 0,06 \cdot 32 + 0,82 \cdot 28,08 = 30,2$$

$$\gamma = 1,35.$$

7 Горючіе газы и пары и продукты горѣнія ихъ. Постоянная газа до и послѣ горѣнія. Уменьшеніе объема. Объемныя соотношенія при горѣніи.

Свободный водородъ, углеводороды различнаго состава и окисъ углерода представляютъ горючія составныя части свѣтильнаго генераторнаго и тому подобныхъ горючихъ газовъ, а также паровъ керосина и другихъ продуктовъ перегонки нефти. Кромѣ того горючія вещества содержатъ кислородъ, азотъ, уголекислоту и водяной паръ въ весьма различныхъ количествахъ.

Горючія смѣси одного и того же наименованія имѣютъ переменный составъ въ связи со способомъ полученія. Въ среднемъ для наиболѣе важныхъ горючихъ можно принять слѣдующій составъ ¹⁾.

¹⁾ Г. Гюльдеръ „Двигатели внутреннего сгорания“, переводъ К. В. Кирша и Н. К. Пафнутаева. Москва, 1907 г.

Светильный газъ.

	H_2	CH_4	C_2H_2	CO	CO_2	O_2	N_2
Объемныя части...	48,5	35,0	4,56	7,18	1,82	0,25	2,70
Вѣсовыя части...	8,4	48,7	10,9	17,0	7,6	0,7	6,7

Удѣльный вѣсъ 0,515 kg/cbm для 0° и 760 mm; $R=73,5$ (газовая постоянная)

Ноксовый генераторный газъ.

	H_2	CH_4	CO	CO_2	N_2
Объемныя части.....	7,0	2,0	27,6	4,8	58,6
Вѣсовыя части.....	0,5	1,2	29,0	7,8	61,5

Удѣльный вѣсъ 1,2 kg/cbm; $R=31,6$.

Составъ зависитъ также отъ количества воды, которая примѣняется въ отдѣльныхъ случаяхъ. Антрацитъ, бурый уголь, торфъ даютъ генераторные газы нѣсколько другого состава.

Нефть и продукты ея перегонки (керосинъ, бензинъ и т. д.) состоятъ почти полностью изъ горючихъ частей. Элементарный анализъ въ среднемъ даетъ

	C	H	O
Вѣсовыя части.....	85	14	1

Наменный уголь (Рурскій) въ среднемъ содержитъ

	C	H	O + N	S	W(вода)	зола.
Вѣсовыя части...	80	4,7	6	1,5	1,3	6,5

Необходимый для горѣнія кислородъ доставляется атмосфернымъ воздухомъ, который состоитъ изъ 23,2 вѣсовыхъ частей кислорода и 76,8 вѣсовыхъ частей азота (+ аргонъ), пренебрегая другими незначительными по вѣсу примѣсями. По объему онъ содержитъ 21 часть O_2 и 79 частей N_2 .

Если извѣстно количество кислорода $k(O_2)$ въ kg, необходимое для 1 kg горючаго, то необходимое количество воздуха будетъ

$$L_0 = \frac{1}{0,232} k(O_2) \frac{\text{kg}}{\text{kg}}.$$

Это минимальное количество практически недостаточно для горѣнія, если сгораніе должно быть полное.

Какъ топки, такъ и двигатели потребляютъ воздуха больше (на 25 до 100%); такъ что дѣйствительный расходъ воздуха

$$L = nL_0,$$

при $n=1,25$ до 2,0 и болѣе.

Но изъ этого воздуха только L_0 kg участвуютъ въ горѣніи своимъ кислородомъ. Остальное количество воздуха $(n-1) L_0$ kg, а также часть изъ L_0 kg воздуха, въ количествѣ $0.768 L_0$ kg, при этомъ только нагревается.

Если произведенъ элементарный анализъ, то $k(O_2)$ можно вычислить изъ выраженія

$$k(O_2) = \frac{8}{3} C + 8H - O$$

гдѣ C , H и O означаютъ вѣсовые части въ 1 kg горючаго.

Если вмѣсто этого данъ составъ въ вѣсовыхъ частяхъ отдельныхъ газовъ, то можно $k(O_2)$ вычислить при помощи приведенныхъ ниже паевыхъ взаимоотношеній химическихъ соединений.

1 kg H_2	съ 8 kg O_2 сгораютъ въ	9 kg H_2O
1 " C	" $\frac{8}{3}$ " " "	" $\frac{11}{3}$ kg CO_2
1 " CO	" $\frac{4}{7}$ " " "	" $\frac{11}{7}$ " "
1 " CH_4	" 4 " " "	" $\frac{11}{4}$ " " и $\frac{9}{4}$ " "
1 " C_nH_{2n}	" $\frac{24}{7}$ " " "	" $\frac{22}{7}$ " " и $\frac{9}{7}$ " "

Отсюда получается для свѣтильнаго газа $k(O_2) = 4CH_4 + 8H + \frac{4}{7}CO + \frac{24}{7}C_nH_{2n} - O$ (kg), гдѣ CH_4 и т. д., означаютъ вѣсовые части

Для силового газа $k(O_2) = 4CH_4 + 8H + \frac{4}{7}CO$.

Продукты сгорания (дымовые газы) состоятъ изъ CO_2 и H_2O , получающихся при горѣніи составныхъ частей топлива, затѣмъ изъ $(n-1) L_0$ kg воздуха и $0.768 L_0$ kg азота, а также изъ содержавшихся первоначально въ топливѣ негорючихъ составныхъ частей (CO_2 , O_2 , N_2).

Газовыя постоянныя азота и воздуха мало отличаются другъ отъ друга. Поэтому можно для смѣси $(n-1) L_0$ kg воздуха, $0.768 L_0$ kg азота, а также незначительнаго количества $g(R)$, состоящаго изъ содержащихся въ горючемъ O_2 , N_2 и CO_2 принять округленную величину газовой постоянной $R=30$, а за теплоемкость взять теплоемкость азота.

Вѣсъ дымового газа на 1 kg горючаго равенъ $1 + nL_0$ kg, поэтому его составъ въ вѣсовыхъ частяхъ.

$$g(CO_2) = \frac{k(CO_2)}{1 + nL_0}, g(H_2O) = \frac{k(H_2O)}{1 + nL_0}; g(R) = \frac{k(R)}{1 + nL_0}.$$

Тогда изъ указанныхъ соотношеній

$$k(CO_2) = \frac{11}{4} CH_4 - \frac{11}{7} CO + \frac{22}{7} C_nH_{2n}$$

$$k(H_2O) = \frac{9}{4} CH_4 + 9H + \frac{9}{7} C_n H_{2n},$$

или по данному элементарному анализу (твердые и жидкие горючие)

$$k(CO_2) = \frac{11}{3} C$$

$$k(H_2O) = 9 H,$$

наконецъ

$$k(R) = (n - 0,232) L_0 + g(R).$$

Тогда отсюда получается для продуктовъ сгорания свѣтильнаго газа

$$k(O_2) = 3,095 \text{ kg/kg}; L_0 = 13,1 \text{ kg/kg}$$

$$k(CO_2) = 1,95; k(H_2O) = 2,23; k(R) = (n - 0,232) 13,1 + 0,15.$$

Для силового газа

$$k(O_2) = 0,25 \text{ kg/kg}; L_0 = 1,078$$

$$k(CO_2) = 0,489; k(H_2O) = 0,072;$$

$$k(R) = (n - 0,232) 1,078 + 0,695.$$

Для продуктовъ перегонки нефти

$$L_0 = 14,5 \text{ kg/kg}; k(CO_2) = 3,12; k(H_2O) = 1,26.$$

А составъ дымовыхъ газовъ по вѣсовымъ частямъ будетъ:

Для свѣтильнаго газа

при $n=1$ (теорет. необх. кол. воздуха),	$g(CO_2) = 0,138;$	$g(H_2O) = 0,158;$	$g(R) = 0,709$
$n=1,5$	0,095	0,108	0,80

для силового газа (изъ кокса)

$n=1;$	$g(CO_2) = 0,145;$	$g(H_2O) = 0,095;$	$g(R) = 0,766$
$n=1,5$	0,112	0,070	0,818

для керосина и бензина

$n=1;$	$g(CO_2) = 0,201;$	$g(H_2O) = 0,081;$	$g(R) = 0,72$
$n=1,5$	0,137	0,055	0,81

Для наименьшаго требующагося на практикѣ избытка воздуха въ 28% ($n=1,25$) получаемъ въ среднемъ

	$g(CO_2)$	$g(H_2O)$	$g(R)$
для свѣтильнаго газа	0,11	0,13	0,76
„ силового газа	0,17	0,055	0,775
„ продуктовъ перегонки нефти	0,17	0,07	0,76
„ каменнаго угля	0,20	0,03	0,77

Постоянныя смѣсей и продуктовъ горѣнія.

Для смѣси до горѣнія имѣемъ:

$$g_g = \frac{1}{1 + nL_0} \text{ (вѣсовая часть горючаго)}$$

$$g_L = \frac{nL_0}{1 + nL_0} \text{ (вѣсовая часть воздуха).}$$

Поэтому газовая постоянная до горѣнія

$$R_0 = g_g \cdot R_g + g_L \cdot R_L.$$

Послѣ горѣнія (продукты горѣнія)

$$R_f = g(\text{CO}_2) \cdot R_{\text{CO}_2} + g(\text{H}_2\text{O}) \cdot R_{\text{H}_2\text{O}} + g(R) \cdot 30.$$

Здѣсь R_f всегда болѣе или менѣе отличается отъ R_0 .

Но для газовъ объемы одинаковыхъ вѣсовыхъ количествъ газовъ при равныхъ давленіяхъ и температурахъ пропорціональны газовымъ постояннымъ, т. е.

$$\frac{R_f}{R_0} = \frac{v_f}{v_0}$$

Если, такимъ образомъ, послѣ сгорания R , выйдетъ меньше, чѣмъ до сгорания, то и объемъ продуктовъ сгорания, приведенный къ начальной температурѣ, будетъ меньше объема горючей смѣси. Это явление, наблюдающееся въ дѣйствительности, называется сокращеніемъ объема.

Такъ, для свѣтильнаго газа среднего состава при $n=1,25$ до горѣнія

$$g_g = 0,057, g_L = 0,943,$$

откуда $R_0 = 0,057 \cdot 73,5 + 0,943 \cdot 29,3 = 31,8.$

Вмѣсто этого для продуктовъ горѣнія послѣ сгорания будетъ

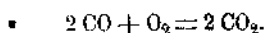
$$g(\text{CO}_2) = 0,11, g(\text{H}_2\text{O}) = 0,13, g(R) = 0,76$$

$$R_f = 0,11 \cdot 19,3 + 0,13 \cdot 47 + 0,76 \cdot 30 = 31,0.$$

При этомъ сокращеніе объема относительно ничтожно и равно $\frac{31,0}{31,8} = 0,975$. Еще меньше оно будетъ при большемъ избыткѣ воздуха.

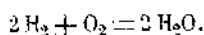
Объемныя соотношенія для процесса горѣнія. Соединеніе горючихъ газовъ съ кислородомъ происходитъ не только въ опредѣленныхъ вѣсовыхъ отношеніяхъ, но и въ очень простыхъ отношеніяхъ объемовъ.

Сгораніе газообразной СО въ углекислоту совершается по формулѣ



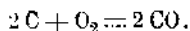
Это значить, что 2 объемныя части СО (напр. 2 см) требуютъ для полного сгорания 1 объемную часть (1 см) O_2 , и что получившаяся углекислота (приведенная къ начальнымъ температурѣ и давленію) занимаетъ объемъ 2 см. Такимъ образомъ, $2 + 1 = 3$ см газа превращаются въ 2 см продуктовъ сгорания. Объемъ уменьшается до $\frac{2}{3}$ первоначальнаго полного объема. Потребленіе кислорода въ см равно половинѣ объема сжигаемой окиси углерода. Углекислоты образовалось столько же, сколько сожжено окиси углерода.

При сгораніи газообразнаго водорода въ пары воды, какъ видно изъ формулы



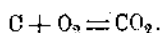
получается уменьшеніе объема до $\frac{2}{3}$ первоначальной его величины, и количество кислорода равно половинѣ количества водорода (см), какъ и для окиси углерода.

При сгораніи твердаго углерода въ окись имѣемъ



Такимъ образомъ, объемъ окиси углерода въ два раза больше объема израсходованнаго кислорода, т. е. получается значительное увеличеніе объема.

Напротив, въ углекислоту углеродъ сгораетъ безъ измѣненія объема (если пренебречь объемомъ твердаго углерода) по формулѣ



Поэтому, хотя при сгораніи C съ избыткомъ воздуха нѣкоторая часть кислорода воздуха идетъ на образованіе углекислоты, все же сумма объемныхъ частей CO_2 и O_2 въ дымовомъ газѣ остается равной первоначальному объему кислорода въ воздухѣ, слѣдовательно равной 21; это справедливо при всякихъ величинахъ избытка воздуха.

Если же, напротивъ, одна часть углерода сгораетъ въ CO_2 , другая же лишь въ окись углерода CO , то сумма CO_2 и O_2 въ дымовыхъ газахъ меньше 21, потому что окись углерода занимаетъ двойной объемъ употребленнаго для нея кислорода.

При сжиганіи каменнаго угля, который содержитъ и водородъ, сумма $CO_2 + O$ немного меньше 21 (до 18); сверхъ того, въ началѣ сгоранія она меньше, чѣмъ послѣ выдѣленія летучихъ газовъ.

Коэффициентъ n избытка воздуха при полномъ сгораніи находится изъ выраженія

$$n = \frac{21}{21 - O},$$

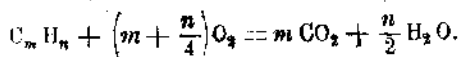
если анализъ отходящихъ газовъ далъ O частей кислорода по объему.

Дѣйствительно, остатокъ $(n - 1) L_0$ сжм воздуха въ отходящихъ газахъ содержитъ $0,21(n - 1)L_0$ сжм кислорода.

Полный объемъ отходящихъ газовъ (пренебрегая ничтожнымъ сокращеніемъ объема) равенъ $n L_0$ сжм, слѣдовательно содержаніе кислорода въ процентахъ по объему

$$O = \frac{21(n - 1)L_0}{n L_0} = 21 \frac{n - 1}{n}.$$

Углеводороды состава $C_m H_n$ сгораютъ по уравненію



Для 1 сжм $C_m H_n$ требуется, такимъ образомъ, $m + \frac{n}{4}$ сжм кислорода.

Изъ $1 + m + \frac{n}{4}$ сжм газообразной смеси получается $m + \frac{n}{2}$ сжм продуктовъ сгоранія, такъ что получается уменьшеніе объема

$$\left(1 + m + \frac{n}{4}\right) - \left(m + \frac{n}{2}\right) = 1 - \frac{n}{4} \text{ сжм.}$$

Такъ, при сгораніи метана CH_4 уменьшеніе объема равно нулю.

Для углеводородовъ, у которыхъ $n > 4$, напр. $C_8 H_{18}$, уменьшеніе объема переходитъ въ увеличеніе.

Произвольный горючій газъ. [При помощи написанныхъ объемныхъ соотношеній легко опредѣляется количество кислорода, необходимое для сгоранія любой смеси газовъ известнаго объемнаго состава, и количество газовъ, изъ которыхъ состоятъ продукты горѣнія.

Пусть газъ составленъ по схемѣ:

$$v(H_2) + v(CO) + v(CH_4) + v(C_2H_6) + v(C_2H_2) + v(O_2) + v(N_2) + v(CO_2) + v(H_2O) = 1.$$

Тогда (для 1 сжм горючихъ газовъ) требуется

$$O_{\text{min}} = \frac{v(CO) + v(H_2)}{2} + 2v(CH_4) + 3v(C_2H_6) + 2,5v(C_2H_2) \text{ сжм кислорода,}$$

или

$$L_{\text{min}} = \frac{(O)_{\text{min}}}{0,21} \text{ сжм воздуха.}$$

Въ продуктахъ сгорания изъ 1 cbm торючихъ газовъ будетъ содержаться:
 Углекислоты: $v(\text{CO}) + v(\text{CH}_4) + 2v(\text{C}_2\text{H}_4) + 2v(\text{C}_2\text{H}_2) + v(\text{CO}_2)$ cbm.
 Водяныхъ паровъ: $v(\text{H}_2) + 2v(\text{CH}_4) + 2v(\text{C}_2\text{H}_4) + v(\text{C}_2\text{H}_2) + v(\text{H}_2\text{O})$ cbm.
 Кислорода: $(n-1)(\text{O})_{\text{min}}$ cbm при избыткѣ воздуха и.
 Азота: $0,79 n l_{\text{min}} + v(\text{N}_2)$ cbm.

Отсюда уже легко вычислить для каждаго даннаго случая составъ продуктовъ сгорания въ объемныхъ частяхъ.

8 Общія соотношенія для всѣхъ газовъ. Удѣльный вѣсъ, газовая постоянная и молекулярный вѣсъ. Уравненіе состоянія для 1 Моля.

По закону Авогадро всѣ газы при одинаковой температурѣ и одинаковомъ давленіи содержатъ въ равныхъ объемахъ одинаковое число молекулъ.

Слѣдовательно, удѣльные вѣса γ газовъ относятся, какъ молекулярные вѣса m . Для двухъ произвольныхъ газовъ 1 и 2 имѣемъ

$$\frac{\gamma_1}{\gamma_2} = \frac{m_1}{m_2}.$$

При

$$\gamma_1 = \frac{1}{v_1}, \quad \gamma_2 = \frac{1}{v_2}$$

имѣемъ

$$m_1 v_1 = m_2 v_2.$$

v_1, v_2 объемы, занимаемые 1 kg. Поэтому $m_1 v_1$ и $m_2 v_2$ можно разсматривать, какъ соответственные объемы m_1 kg и m_2 kg этого газа. Если m есть молекулярный вѣсъ, то вѣсъ въ m kg называется килограммолекула (или Моль)¹⁾. Поэтому $m_1 v_1$ и $m_2 v_2$ представляютъ объемы 1 Моля которые при одинаковыхъ давленіяхъ и температурахъ одинаковы для различныхъ газовъ. Этотъ объемъ можно опредѣлить по вѣсу $\gamma(\text{O}_2)$ 1 cbm кислорода при 0° и 760 mm. При $\gamma(\text{O}_2) = 1,429234$ kg/cbm объемъ одного килограмма O_2 будетъ

$$v = \frac{1}{1,429234} \text{ cbm.}$$

Молекулярный вѣсъ кислорода $m = 32$, слѣдовательно 1 Моль кислорода = 32 kg, и при 0° и 760 mm онъ принимаетъ объемъ

$$\frac{32}{1,429234} = 22,4 \text{ cbm.}$$

Такова же величина объема двухъ килограммовъ H_2 , 28 kg N_2 и т. д.

Удѣльные вѣса всѣхъ газовъ опредѣляются поэтому изъ соотношенія

$$\frac{m}{\gamma} = 22,4,$$

¹⁾ „Моль“ обозначено съ большей буквы въ отличіе отъ „моль“ — граммъ молекулы. Прим. ред.

или

$$\gamma = \frac{m}{22,4}$$

(для 0° и 760 mm).

Молекулярные веса и удельные веса главнейших газов приведены в таблицѣ.

Вещество.	Символь.	Молекулярный весъ. <i>m</i>	Удельный весъ при 0° и 760 mm Hg	Газовая постоянная. <i>R</i>
Кислородъ.....	O ₂	32	1,429	26,52
Водородъ.....	H ₂	2,016 (2)	0,090	420,9
Азотъ.....	N ₂	28,08	1,254	30,13
Оксъ углерода.....	CO	28	1,251	30,90
Углекислота.....	CO ₂	44	1,965	19,28
Сильно перегрѣтый водной паръ.....	H ₂ O	2,016 + 16 = 18,016	—	47,1
Метанъ.....	CH ₄	16,08	0,716	52,81
Воздухъ.....	—	29 (28,95)	1,293	29,27
Свѣтлѣйшій газъ.....	—	11,5	0,515	78,5
Смѣсовъ газъ.....	—	—	1 — 1,2	32 — 86

Уравненіе состоянія для любого количества газа по отд. 4 имѣеть видъ

$$pV = GRT.$$

Если здѣсь ваять $G = m$ (весъ 1 Моля), то при 0°, т. е. $T = 273$ и 760 mm Hg, т. е. $p = 10333 \frac{\text{kg}}{\text{qm}}$, объемъ $V = 22,4 \text{ cbm}$.

Тогда будетъ

$$10333 \cdot 22,4 = m \cdot R \cdot 273$$

$$m \cdot R = 848,5$$

Поэтому изъ выраженія

$$R = \frac{848,5}{m}$$

можно опредѣлить постоянную произвольнаго газа по молекулярному весу m , или постоянную смѣси газовъ по каждамуся молекулярному весу m .

Обозначивъ черезъ $\mathcal{V}$ объемъ 1 Моля при давленіи $p \text{ kg/qm}$ и абе. температурѣ T , получаемъ

$$p \cdot \mathcal{V} = m \cdot R \cdot T$$

или

$$p \cdot \mathcal{V} = 848,5 T.$$

Это уравненіе справедливо для всѣхъ газовъ в газovýchъ смѣсѣхъ, и при томъ для веса $m \text{ kg}$ соответствующаго газа. Для вычисленій въ машиностроеніи полезная форма уравненія состоянія не примѣняется.

9. Количество тепла и температура, теплоемкость.

Въ настоящее время мы знаемъ, что теплота есть одинъ изъ видовъ энергiи. Принимаютъ, что она обусловливается беспорядочнымъ движенiемъ мельчайшихъ частицъ (молекулъ) тѣла. Дальнѣйшее изложене не связано съ тѣмъ или инымъ представленiемъ о сущности теплоты.

Теплота поглощается тѣлами и распредѣляется въ нихъ равномерно. Равныя по вѣсу части однороднаго тѣла, изолированнаго отъ другихъ тѣлъ содержать равныя доли заключенной въ тѣлѣ тепловой энергiи или равныя количества тепла.

Какъ учить ежедневный опытъ, одно и то же тѣло можетъ содержать различныя количества тепловой энергiи. Отдающимъ теплоту пламенемъ, или изъ другого источника тепла, можно тѣлу сообщить больше или меньше теплоты. Обратно, тѣло можетъ отдавать часть своей собственной теплоты другимъ тѣламъ. Если даже и неизвѣстно, какимъ именно образомъ тѣло получило свою теплоту, то по нашему ощущенiю теплоты мы до извѣстной степени можемъ судить, содержитъ ли тѣло въ одномъ какомъ-либо состоянiи теплоты больше или меньше, чѣмъ въ другомъ. Мы различаемъ тѣла „болѣе теплыя“ и „болѣе холодныя“; степень нагрѣтости мы называемъ температурой.

Тѣла одинаковаго вѣса и состава содержать въ нагрѣтомъ состоянiи тепла больше, чѣмъ въ холодномъ. Дальше изъ наблюденiй видно, что тѣла одинаковаго вѣса, но изъ разнаго вещества, напр. 1 kg воды и 1 kg желѣза, могутъ содержать весьма различныя количества теплоты, и все же имѣть одинаковую степень нагрѣтости, одинаковыя температуры.

Вода напр. при переходѣ въ одинаковое тепловое состоянiе требуетъ примѣрно въ девять разъ больше теплоты, чѣмъ желѣзо такого же вѣса.

Тѣла, находящiяся въ различномъ тепловомъ состоянiи и обладающiя различными свойствами, принимаютъ одинаковую температуру, если только достаточно долго находятся въ соприкосновенiи другъ съ другомъ. Такимъ образомъ, температура является особаго рода характеристикой тепловой энергiи, независящей отъ количества тепла и аналогичной „напряженiю“ электрической энергiи.

Для тѣлъ однородныхъ мы еще можемъ съ большей или меньшей увѣренностью судить по ощущенiю, теплѣе ли одно тѣло другого, или холоднѣе, и насколько. Для разнородныхъ тѣлъ это средство годится только при значительныхъ разностяхъ температуръ. Вообще, чувство не обладаетъ количественнымъ масштабомъ.

Измѣненiя состоянiя тѣлъ при воспрiятii или отдачѣ тепла даютъ для температуръ масштабъ, независящiй отъ субъективнаго ощущенiя теплоты. Почти все физическiя свойства тѣлъ измѣняются теплотой.

Чаще всего для опредѣленія температуры пользуются измѣненіемъ объема тѣла отъ нагрѣванія. Два разнородныхъ или однородныхъ тѣла имѣютъ одинаковыя температуры если они, будучи приведены въ соприкосновеніе другъ съ другомъ, не испытываютъ никакихъ измѣненій объема (расширенія или сжатія).

Точно также будутъ равны ихъ температуры и въ томъ случаѣ, если они, будучи соединены съ третьимъ тѣломъ, вызываютъ въ немъ одинаковыя измѣненія его объема. При этомъ предполагается, что масса этого третьяго тѣла ничтожна сравнительно съ массами двухъ другихъ. Такъ, чтобы удостовѣриться, одинаковыя ли температуры имѣютъ вода и воздухъ, мы помѣщаемъ въ эту воду трубку, частью наполненную ртутью. Если ртуть послѣ того, какъ она достаточно долго находилась въ воздухѣ, не претерпѣваетъ въ водѣ ни сжатія ни расширенія, то воздухъ и вода нагрѣты одинаково. Если же ртуть повышается, то вода теплѣе воздуха, если она падаетъ, то воздухъ теплѣе воды. О высотѣ температуры судятъ по положенію столба ртути. Чтобы получить опредѣленный масштаб температуръ, нужно обозначить на столбѣ двѣ основныя точки. Въ шкалѣ Цельсія за основныя приняты точки таянія льда и кипѣнія воды при 760 mm Hg.

Нормальной мѣрой для температурной шкалы служить расширеніе газовъ, такъ какъ газы изъ всѣхъ тѣлъ получаютъ наибольшія измѣненія объема при нагрѣваніи. Изъ газовъ же наиболее равномерно расширяется водородъ (водородный термометръ). Изъ другихъ, вызываемыхъ теплотой измѣненій, для измѣренія температуръ примѣняются главнымъ образомъ измѣненія сопротивленія проводниковъ и вызываемые разностью температуръ термоэлектрическіе токи (соотвѣтственно разности потенциаловъ). Въ новѣйшее время примѣняется также измѣненіе интенсивности свѣта съ температурой (оптическіе пирометры). О практическомъ измѣреніи температуръ ср. отд. 2, объ абсолютной температурѣ отд. 3 и 66.

Теплоемкость. Если количество теплоты, заключенное въ тѣлѣ, какимъ-нибудь способомъ увеличить или уменьшить, то температура тѣла возрастаетъ или падаетъ. Но одинаковымъ повышеніемъ температуръ, при прочихъ равныхъ условіяхъ соотвѣтствуютъ въ различныхъ тѣлахъ весьма различныя количества теплоты.

„Способность поглощать“ теплоту (теплоемкость) зависитъ отъ природы тѣла.

Количество теплоты, которое нужно передать 1 kg жидкой воды, чтобы повысить ея температуру на 1°, ¹⁾ принимается за единицу количества теплоты (единица теплоты, калорія, 1 Cal)

¹⁾ Для воды при различныхъ температурахъ эта величина не совсѣмъ одинакова. Единица относится къ температурѣ 15 до 18°. Но измѣненія между 0 и 100° не такъ велики, чтобы ихъ нужно было принимать во вниманіе при грубыхъ техническихъ вычисленіяхъ.

Подъ „теплоемкостью“ (с) какого-нибудь тѣла понимаютъ число тепловыхъ единицъ, которыя идутъ на нагрѣваніе 1 kg тѣла на 1°.

Если не считаться съ зависимостью теплоемкости отъ температуры, то для твердыхъ и жидкихъ тѣлъ можно принимать ее за постоянную.

Для газовъ и паровъ, напротивъ, (с) можетъ принимать всевозможныя значенія, смотря по вѣшнимъ условіямъ, при которыхъ происходитъ нагрѣваніе (ср. отд. 16, 17, 23, 30).

Если напр. подлежащій нагрѣванію газъ заключенъ въ сосудѣ неизмѣннаго объема, то для нагрѣванія на 1° требуется совершенно иное количество теплоты, чѣмъ если нагрѣваніе происходитъ въ открытомъ сосудѣ, или въ сосудѣ, который закрыть подвижнымъ, снабженнымъ перемѣнной нагрузкой, поршнемъ.

Теплоемкость въ первомъ случаѣ называется „теплоемкостью при постоянномъ объемѣ“ c_v , во второмъ случаѣ она называется „теплоемкостью при постоянномъ давленіи“ c_p . Это наиболѣе важныя для газовъ значенія теплоемкости. Каждому особому измѣненію состоянія газа соответствуетъ своя особая перемѣнная или постоянная теплоемкость.

Измѣреніе теплоемкости производится такимъ образомъ: тѣла, содержащія подлежащую измѣренію теплоту, приводятся въ непосредственное соприкосновеніе съ водой, которая и поглощаетъ теплоту тѣла. По повышенію температуры и вѣсу нагрѣтой воды, можно вычислить переданную теплоту (калориметръ, ср. отд. 12).

Среднія значенія теплоемкости твердыхъ и жидкихъ тѣлъ.

(Теплоемкость газовъ см. отд. 11 и 12).

Вещество.	Теплоемкость (Cal/kg).
Алюминій	0,17 0,22
Свинецъ	0,03
Желѣзо	0,11 (приближ. до 100°).
Мѣдь	0,09
Цинкъ	0,09
Олово	0,056
Бронза	0,09
Глиноземъ	0,18
Базальтъ	0,22
Гранитъ	0,19
Песчаникъ	0,22
Известнякъ	0,22
Каменный уголь	0,31
Кварцевый песокъ	0,19
Стекло	0,11—0,22
Вода	1 (при 15°)
Ледъ	0,502 (между — 1 и — 21°)
Амміакъ	0,93 (0 — + 20°), 0,86 (0 — — 20°)
Сѣрнистый ангидридъ	0,33 (0 — + 20°), 0,31 (0 — — 20°)
Углекислота	0,64 (0 — + 20°), 0,48 (0 — — 20°)
Алкоголь	0,56 (0 — 15°)
Оливковое масло	0,47
Керосинъ	0,50

9а. Зависимость теплоемкости от температуры. Истинная и средняя теплоемкость.

Теплоемкость жидких и твердых тѣлъ не вполне независима отъ температуры, даже и въ значительномъ удаленіи отъ точекъ плавленія и кипѣнія.

Однако эти измѣненія теплоемкости для небольшихъ предѣловъ температуръ невелики. Такъ, теплоемкость ртути, непрерывно убывая съ возрастаніемъ температуры, отъ 0° до 100° уменьшается менѣе, чѣмъ на 2,5% (въ круглыхъ числахъ отъ 0,335 до 0,327).

Для жидкой воды разниа въ этихъ же предѣлахъ температуръ едва 1%.

Для не очень большихъ разностей температуръ, теплоемкости (c_p , c_v) газовъ также принимаются постоянными, или весьма мало измѣняющимися. Но изслѣдованія Малаля и Лешателье и др. для температуръ отъ 0° до 3000° и А. Лангена ¹⁾ (отъ 1500° до 2500°) показали, что при этихъ температурахъ c_p несравненно больше, чѣмъ между 0° и 100°. Это обстоятельство особенно важно для сужденія о процессахъ въ двигателяхъ внутреннего сгорания, гдѣ встрѣчаются температуры до 2000°.

Для перегрѣтыхъ паровъ, при температурахъ близкихъ къ температурамъ насыщенія, (напр. углекислота при комнатной температурѣ), измѣненіе теплоемкости ясно замѣтно даже при болѣе узкихъ предѣлахъ колебанія температуры.

Въ новѣйшее время ²⁾ измѣненіе теплоемкости c_p перегрѣтаго водяного пара установлено довольно точно для давленій отъ 1 до 8 at. abs. при температурахъ отъ 100° до 400°.

При этомъ оказалось, что не только температура, но и давленіе вліяютъ на величину c_p ; и чѣмъ данная температура ближе къ точкѣ насыщенія, тѣмъ вліяніе это сильнѣе.

Напротивъ, при достаточномъ удаленіи отъ точки насыщенія вліяніе давленія мало.

Средняя и истинная теплоемкость.

Если для нагрѣванія 1 *kg* произвольнаго тѣла отъ t_0 до t_1 требуется Q теплоты, то величина

$$\frac{Q}{t_1 - t_0} = c_m$$

называется „средней теплоемкостью въ предѣлахъ t_0 и t_1 “. Это есть среднее количество тепла, необходимое для нагрѣванія на 1° одного *kg* даннаго тѣла.

¹⁾ Mallard et Le Chatelier, Annales des Mines 1883 г. IV. A. Langen, Z. d. V. d. J. 1903 г., стр. 622.

²⁾ Knoblauch und Jacob, Z. d. V. d. J. 1907 г.

Если это отношение оказывается одинаковымъ между любыми интервалами температуры внутри $t_1 - t_0$, то оно совпадаетъ съ „истинной“ теплоемкостью. Въ такомъ случаѣ для каждаго отдѣльнаго градуса требуется одно и то же количество тепла c ; тогда средняя и въ то же время истинная теплоемкость неизмѣнна.

Если же для одинаковыхъ температурныхъ разностей при температурахъ разной высоты требуются разныя количества теплоты, напр. отъ 0° до 100° больше или меньше, чѣмъ отъ 100° до 200° , или отъ 600° до 700° и т. д., тогда среднія теплоемкости для всѣхъ этихъ интерваловъ неравны. Но и внутри интервала значенія c_m неодинаковы, напр. иныя для $0-10^\circ$, чѣмъ для $10-20^\circ$ или $20-30^\circ$ и т. д., и даже для отдѣльныхъ градусовъ или долей его теплоемкости различны.

Однако, чѣмъ меньше выбирать разность температуръ, тѣмъ незначительнѣе будетъ разница между средней и истинной теплоемкостью.

Средняя теплоемкость для безконечно малаго интервала температуры называется истинной теплоемкостью. Слѣдовательно, если для нагрѣванія на Δt° идетъ тепла ΔQ , то

$$c = \frac{\Delta Q}{\Delta t}$$

(истинная теплоемкость).

Если откладывать на оси ординатъ количества тепла Q , необходимые для нагрѣванія отъ t_0 до t , а по оси абсциссъ температуры (фиг. 5а), то при переменномъ c получается кривая; напротивъ, при постоянномъ c —прямая, потому что только въ послѣднемъ случаѣ количество теплоты пропорционально возрастанію температуры.

При переменномъ c истинное значеніе c представляется отношеніемъ отрѣжковъ ΔQ къ Δt , различнымъ для каждой точки (для каждой температуры), такъ какъ наклонъ касательной измѣняется. Если величина Q задана, то можно опредѣлять c , а также c_m для любого интервала.

Проведемъ касательную въ t , тогда

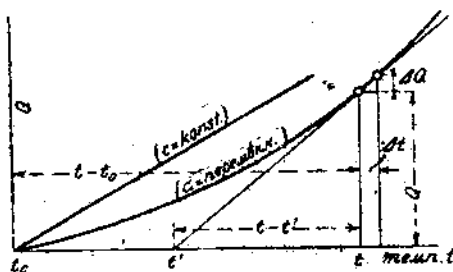
$$c = \frac{\Delta Q}{\Delta t} = \frac{Q}{t - t'}$$

(11).

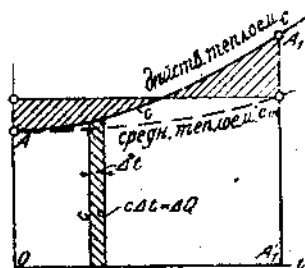
(истинная теплоемкость при t), тогда какъ

$$c_m = \frac{Q}{t - t_0}$$

(средняя теплоемкость въ предѣлахъ отъ t_0 до t).



Фиг. 5а.



фиг. 5в.

Въ приведенныхъ выше измѣненіяхъ c растеть съ температурой, причемъ вездѣ

$$c_m < c.$$

Если принять истинныя теплоемкости c за ординаты, температуры за абсциссы (фиг. 5в), то заштрихованный столбикъ представляетъ $c \cdot \Delta t = \Delta Q$. Вся необходимая для нагрѣванія отъ t_0 до t теплота представится площадью $OA A_1 A_1'$. Средняя теплоемкость c_m есть средняя высота этой площади. Если откладывать t по оси абсциссъ, c_m по оси ординатъ, то получается кривая средней теплоемкости; послѣдняя на фиг. 5в. все время меньше, чѣмъ истинная.

Въ частномъ случаѣ, когда линия c получится прямой (теплоемкость мѣняется съ температурой линейно), то и линия c_m будетъ прямой.

Въ этомъ случаѣ средняя теплоемкость c_m между t_0 и t равна истинной теплоемкости для средней температуры (напр. средняя теплоемкость между 0 и 2000° равна истинной для 1000°).

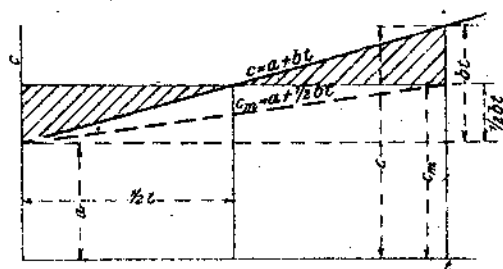
Ограничившись выраженіемъ (фиг. 6)

$$c = a + bt,$$

получимъ

$$c_m = a + \frac{1}{2} bt$$

въ предѣлахъ отъ 0 до t^0 .



Фиг. 6.

10. Теплоемкости (c_p и c_v) газовъ, включая углекислоту и водяные пары въ состояніи близкомъ къ газообразному. Отношеніе $\frac{c_p}{c_v} = k$.

Правило. Одинаковые объемы различныхъ газовъ, имѣющихъ одинаковое число атомовъ, при одинаковыхъ давленіи и температурѣ требуютъ для опредѣленнаго повышенія температуры при неизмѣнномъ объемѣ равныя количества теплоты ¹⁾.

Но всѣ равныхъ объемовъ относятся при равныхъ давленіяхъ и температурахъ, какъ молекулярные всѣ m . Если представить себѣ объемъ любого газа всѣящій $m_1 kg$ (объемъ 1 Моля равенъ 22,4 cm^3), то теплота, необходимая для нагрѣванія одного Моля на 1°, будетъ $m_1 c_{v1}$. Такой же объемъ другого газа всѣить $m_2 kg$, необходимая теплота, слѣдовательно, будетъ $m_2 c_{v2}$.

На основаніи вышеприведеннаго правила отсюда, получается

$$m_1 c_{v1} = m_2 c_{v2} = m_3 c_{v3} = \text{const. (для всѣхъ газовъ)}.$$

¹⁾ Это правило очень приближенно. Сравни Winkelmann „Wärme“ стр. 232. Прим. ред.

Другими словами: „Количество тепла въ 1 Моля для всѣхъ газовъ одинаково“, или „молекулярная теплота газовъ одинакова“.

Теплоемкости различныхъ газовъ, слѣдовательно, обратно пропорціональны молекулярнымъ или удѣльнымъ вѣсамъ. Самый легкій газъ (водородъ) имѣетъ наибольшую теплоемкость.

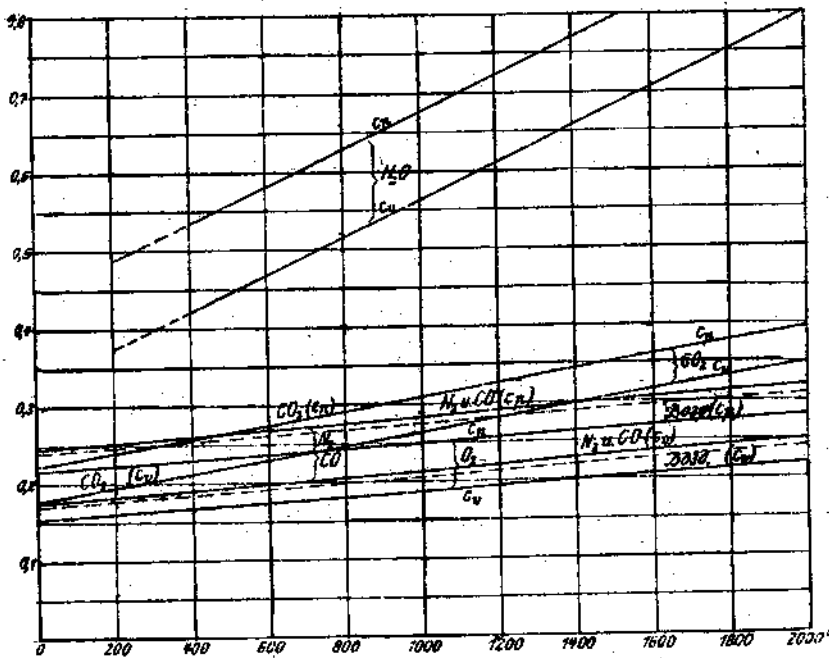
Теплоемкость газовъ возрастаетъ съ температурой. По опытамъ Лангена ¹⁾ для газовъ H_2, O_2, N_2, CO и любыхъ ихъ смѣсей эту зависимость выражаетъ формула

$$m.c. = 4,625 + 0,00106 T.$$

Поэтому, принявъ во вниманіе молекулярные вѣса (ср. отд. 8), получимъ:

для водорода	$c_v = 2,292 + 0,000526 T$ (для $15^\circ C$, $c_v = 2,443$)	
„ кислорода	$0,1445 + 0,0000332 T$ („ „)	0,154
„ азота	$0,165 + 0,0000378 T$ („ „)	0,176
„ окиси углерода	$0,165 + 0,0000378 T$ („ „)	0,176
„ атм. воздуха	$0,1595 + 0,0000366 T$ („ „)	0,170

Слѣдовательно, на каждые 100° повышенія температуры приходится увеличеніе молекулярной теплоты на 100. $0,00106 = 0,106$. Для $T = 273$ ($t = 0^\circ$) будетъ $(mc_v)_0 = 4,930$. Такъ что отъ 0° до $100^\circ C$, возрастаетъ на 2,15% своего значенія при 0° . Для умеренныхъ разностей температуръ поэтому въ техническихъ приложеніяхъ c_v можно принимать постоянной. Повышенію тем-



Фиг. 7.

¹⁾ Ср. Dingl. Pol. Journ. 1903. Schreiber, Къ расчету процессовъ въ газовыхъ двигателяхъ.

температуры на 1000° соответствует увеличеніе молекулярной теплоты mc_p на 1,06.

Для 2000°

$$mc_p = 4,93 + 2 \cdot 1,06 = 7,05.$$

Это значеніе на 43% больше, чѣмъ при 0° , т.-е. принятіе неизмѣнной теплоемкости при нагреваніи до температуръ въ точкѣ повело бы къ очень значительнымъ ошибкамъ.

Углекислота (сильно перегрѣтая) имѣетъ даже при очень высокихъ температурахъ отличную отъ газовъ молекулярную теплоту. Именно

$$mc_p = 6,774 + 0,00378 T,$$

отсюда при

$$m = 44$$

$$c_p = 0,154 + 0,000086 T$$

(для 15°C $c_p = 0,179$).

Для водяного пара (очень сильно перегрѣтаго) по опытамъ Лангена будетъ

$$mc_p = 4,72 + 0,00430 T,$$

отсюда при $m = 18,016$

$$c_p = 0,262 + 0,000238 T$$

(для 400° $c_p = 0,422$).

Эта формула еще при температурахъ 400° хорошо согласуется со значеніями, найденными Кноблаухомъ и Якобомъ. Ниже 250° она не годится. Ее можно примѣнять между 350° и 2500° . — На фиг 7 графически представлены измѣненія теплоемкости разныхъ газовъ, а также CO_2 и H_2O .

Теплоемкость при постоянномъ давленіи c_p . Въ отдѣлѣ 18 будетъ показано, что для газовъ c_p и c_v связаны соотношеніемъ

$$c_p - c_v = \frac{R}{427}.$$

Послѣ умноженія на молекулярный вѣсъ m получается

$$mc_p - mc_v = \frac{m \cdot R}{427}.$$

Но по отд. 8

$$R = \frac{848,5}{m},$$

откуда

$$mc_p - mc_v = \frac{848,5}{427} = 1,99.$$

Такъ что для различныхъ газовъ разность между этими двумя видами молекулярной теплоты постоянна — 1,99.

Значитъ, для идеальныхъ газовъ будетъ

$$mc_p = 6,615 + 0,00106 T.$$

Вообще, разъ известно c_v , то c_p можно опредѣлить по формулѣ

$$c_p = c_v + \frac{1,99}{m}$$

(m — молекулярный вѣсъ).

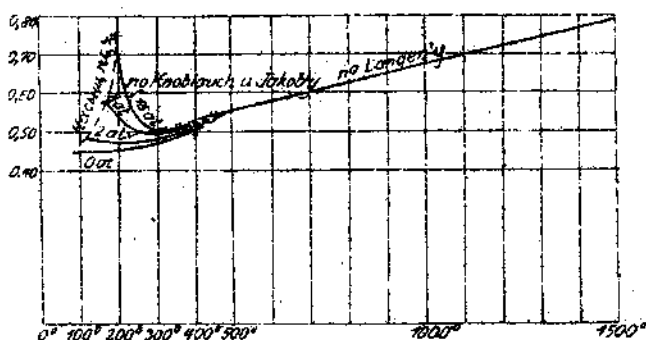
Итакъ, c_p при всякихъ температурахъ больше, чѣмъ c_v .

Именно

для H_2	$c_p = 3,28 + 0,000528 T$ (для $15^\circ C$ $c_p = 3,431$;
" O_2	$c_p = 0,207 + 0,0000332 T$ (" " " 0,216;
" N_2	$c_p = 0,236 + 0,0000378 T$ (" " " 0,247)
" CO	$c_p = 0,237 + 0,0000378 T$ (" " " 0,248)
" CO_2	$c_p = 0,199 + 0,000086 T$ (" " " 0,224)
" H_2O	$c_p = 0,372 + 0,000238 T$ (" $400^\circ C$ " 0,632;
" воздуха	$c_p = 0,228 + 0,0000366 T$ (" $15^\circ C$ " 0,239)

Эти величины представлены графически на фиг. 7.

Результаты упомянутыхъ выше опытовъ опредѣленія c_p для перегрѣтаго водяного пара (отъ 2 до 8 at abs.) представлены на фиг. 8. На ней ясно, какъ возрастаетъ вблизи кривой насыщенья величина c_p вмѣстѣ съ давленьемъ. Съ повышеньемъ перегрѣва величина c_p быстро уменьшается и затѣмъ снова (при высокихъ давленьяхъ) начинаетъ медленно возрастать примѣрно отъ 280° . Давленіе имѣетъ на c_p тѣмъ меньшее вліяніе, чѣмъ перегрѣвъ больше.



Фиг. 8.

На фиг. 8 нанесены также величины c_p для весьма высокихъ температуръ по формулѣ Лангена, которая хорошо согласуется съ другими данными.

Какъ видно изъ фиг. 8, формула Лангена примѣнима для пара отъ 250° до 2500° и хорошо согласуется съ опытными данными Кнобляу и Якоба даже въ области отъ 250° до 400° , гдѣ сказывается и вліяніе давленья на c_p .

Отношеніе теплоемкостей c_p и c_v , $k = \frac{c_p}{c_v}$ играетъ важную роль въ дальнѣйшемъ изложеніи.

Въ виду

$$c_p = c_v + \frac{1,99}{m}$$

имѣемъ

$$k = \frac{c_p}{c_v} = 1 + \frac{1,99}{m \cdot c_v}$$

Но для двухатомныхъ газовъ величина mc_v постоянна.

$$mc_v = 4,625 + 0,00106 T.$$

Отсюда для этихъ газовъ

$$k = 1 + \frac{1,99}{4,625 + 0,00106 T}.$$

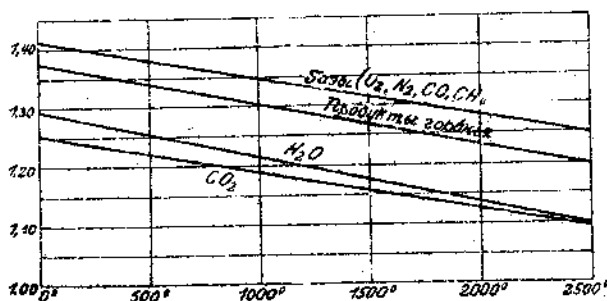
Величина k мало измѣняется при небольшихъ предѣлахъ температуръ.

Такъ, для $T = 273$ ($t = 0^\circ$)

$$k = 1,406,$$

а для $T = 273 + 100$ ($t = 100^\circ$)

$$k = 1,396,$$



Фиг. 9. Отношение $k = \frac{c_p}{c_v}$.

Для обычныхъ температуръ можно положить

$$k = 1,4.$$

Определенныя непосредственнымъ опытомъ величины k для различныхъ двухатомныхъ газовъ колеблются между 1,39 и 1,41. (Для температуръ между 0° и 100°).

Однако при температурахъ сгорания величина k значительно меньше.

Такъ, для $T = 273 + 2000$ ($t = 2000^\circ$) будетъ $k = 1,283$.

Зависимость k отъ температуры показана на фиг. 9.

Достаточно точной (для H_2 , O_2 , N_2 , CO , воздуха) является формула

$$k = 1,422 - \frac{0,572 T}{10000}$$

На основаніи фиг. 9 можно считать, что въ предѣлахъ отъ 0° до 2500° съ повышеніемъ температуры величина k падаетъ приблизительно линейно.

Для углекислоты будетъ

$$k = 1 + \frac{1,99}{6,774 + 0,00378 T}$$

такъ что для

$$\begin{array}{ll} T = 273 (0^{\circ}), & 373 (100^{\circ}) \\ k = 1,255 & k = 1,243. \end{array}$$

Непосредственные опыты даютъ значенія въ предѣлахъ отъ 1.26 до 1.3.

Для сильно перегрѣтаго водяного пара

$$k = 1 + \frac{1,99}{4,72 + 0,0043 T}$$

такъ что для

$$\begin{array}{ll} 400^{\circ} & k = 1,262, \\ 2000^{\circ} & k = 1,137. \end{array}$$

(Непосредственные наблюденія для температуръ отъ 78° до 300° даютъ $1,27 \leq k \leq 1,29$).

Для продуктовъ сгоранія (при избыткѣ воздуха въ 25%) будетъ по отд. 11:

$$\begin{array}{ll} \text{въ случаѣ свѣтильнаго газа } mc, & = 4,78 + 0,00189 T \\ \text{силового газа} & 4,88 + 0,001668 T \\ \text{керосина (бензина)} & 4,97 + 0,001763 T \end{array}$$

Отсюда получится (какъ выше для газовъ) зависимость для продуктовъ сгоранія

$$\begin{array}{ll} \text{свѣтильнаго газа } k = 1,3965 - \frac{0,716 T}{10000} \\ \text{силового газа} & 1,392 - \frac{0,656 T}{10000} \\ \text{керосинъ (бензинъ)} & 1,383 - \frac{0,652 T}{10000} \end{array}$$

Итакъ, вообще можно положить

$$k = k_0 - \alpha T$$

причемъ для газовъ O_2 , N_2 , H_2 , CO , CH_4 , воздуха и для смѣсей воздуха съ горючими газами H_2 , CO , CH_4 (и подобными)

$$k_0 = 1,422, \quad \alpha = \frac{0,572}{10000},$$

для продуктовъ сгоранія (при 25% избытка воздуха)

$$k_0 \approx 1,39, \quad \alpha \approx \frac{0,66}{10000}$$

По этимъ значеніямъ и составлена фиг. 9.

Формулы А. Лангена основаны на опытахъ, произведенныхъ имъ въ лабораторіи Корол. Сакс. Высш. Техн. Уч. въ Дрезденѣ. Въ произве-

денныхъ недавно Хольборномъ и Хеннингомъ въ Берлинѣ опытахъ ¹⁾ опредѣленія теплоемкости c_p для N_2 , CO_2 и H_2O при атмосферномъ давленіи предѣлы температуръ были $1400^\circ C$, т. е. почти доходили до опытовъ Лангена. Они дали слѣдующія выраженія для средней теплоемкости при постоянномъ давленіи $(c_p)_m$:

$$\begin{aligned} \text{азотъ } (N_2) \quad (c_p)_m &= 0,235 + 0,000019 \, t \text{ (между } 0^\circ \text{ и } t^\circ), \\ \text{углекислота } (CO_2) \quad (c_p)_m &= 0,201 + 0,0000742 \, t - 0,000000018 \, t^2 \\ &\text{(между } 0^\circ \text{ и } t^\circ), \end{aligned}$$

перегрѣтый водяной паръ (H_2O)

$$(c_p)_m = 0,4669 - 0,0000168 \, t + 0,000000044 \, t^2 \text{ (между } 100^\circ \text{ и } t^\circ).$$

Изъ опытовъ Лангена, которые даютъ непосредственно $(c_v)_m$, можно, ограничившись линейнымъ выраженіемъ зависимости $(c_v)_m$ отъ температуры, вывести c ; затѣмъ, принимая, что и здѣсь, соблюдается уравненіе состоянія газовъ, найдемъ c_p съ помощью формулы $c_p - c_v = \frac{1,99}{m}$,

гдѣ m — молекулярный вѣсъ.

На основаніи опытовъ Лангена были произведены болѣе точные подсчеты Шреберомъ.

Такимъ образомъ получается:

$$\begin{aligned} \text{для } N_2 \quad (c_p)_m &= 0,246 + 0,0000189 \, t \\ \text{" } CO_2 \quad (c_p)_m &= 0,222 + 0,000043 \, t \\ \text{" } CO_2 \quad (c_p)_m &= 0,198 + 0,000059 \, t \\ \text{" } H_2O \quad (c_p)_m &= 0,438 + 0,000119 \, t \end{aligned} \left. \begin{array}{l} \\ \\ \\ \end{array} \right\} \begin{array}{l} \text{Шреберъ.} \\ \\ \text{Лангенъ.} \end{array}$$

Формула Шребера для N_2 (а значитъ и для всѣхъ двухатомныхъ газовъ) даетъ вполне совпадающія съ данными другихъ опытовъ значенія для возрастанія $(c_p)_m$ съ температурой.

Напротивъ, въ основаніи формулы Лангена лежитъ чрезмѣрно высокая величина для c_p при 0° , изъ имѣвшихся тогда опытныхъ данныхъ (Ландольтъ и Вернштейнъ 1905 г. даютъ $c_p = 0,2438$ въ предѣлахъ отъ 0° до 200° ; Хольборнъ и Хеннингъ даютъ $c_{p,0-200} = 0,2388$).

Для CO_2 зато почти вполне совпадаютъ результаты формулы Хольборна и Хеннинга и формулы самого Лангена; только у первыхъ возрастаніе c_p съ температурой уклоняется отъ линейнаго.

	0°	100°	500°	1000°	1400°
Хольборнъ и Хеннингъ $(c_p)_m$	$= 0,201$	0,207	0,232	0,257	0,270
Лангенъ $(c_p)_m$	$= 0,198$	0,204	0,227	0,257	0,281
Шреберъ-Лангенъ $(c_p)_m$	$= 0,222$	0,226	0,243	0,265	0,283

Для H_2O получается

	100°	500°	1000°	1400°	
$(c_p)_m$	$= 0,466$	0,469	0,494	0,530	(Хольборнъ и Хеннингъ)
$(c_p)_m$	$= 0,45$	0,497	0,557	0,605	(Лангенъ).

¹⁾ Holborn et Henning (Physikalisch-Technische Reichsanstalt).

Здѣсь разница больше (но не превышаетъ 14%), и зависитъ не столько отъ данныхъ опытовъ Лангена, сколько отъ допущеній, сдѣланныхъ при выводѣ изъ нихъ c_p . Для H_2O отклоненіе отъ линейной зависимости c_p отъ t значительнѣе, чѣмъ для CO_2 .

Можно сказать, что новые опыты вполне подтверждаютъ опыты Лангена для двухатомныхъ газовъ и для CO_2 и довольно хорошо согласуются съ значеніями c_p для H_2O , поскольку вообще сравненіе данныхъ для H_2O возможно.

Приведенное въ началѣ этого отдѣла правило для всѣхъ „постоянныхъ“ газовъ справедливо только для двухатомныхъ и одноатомныхъ газовъ, причемъ для одноатомныхъ (аргонъ, гелій, пары ртути) величина молекулярной теплоты близка къ 3 ($m c_v = 3$), тогда какъ для двухатомныхъ она доходитъ примѣрно до 5.

Многоатомные газы, хотя бы они, какъ напр. CH_4 , причислялись къ постояннымъ газамъ, имѣютъ различныя значенія молекулярной теплоты.

Такъ, для CH_4 величина $k = \frac{c_p}{c_v} = 1,316$ (и до 1,313) найдена непосредственно (въ предѣлахъ 0° и 30°). Принявъ $k = 1,314$, имѣемъ.

$$m c_v = \frac{1,99}{0,314} = 6,34.$$

Откуда $c_v = 0,394$; $c_p = 0,519$.

Непосредственно наблюденная величина $(c_p)_m$ для CH_4 равна 0,593 между 18° и 208° .

Свѣтильный газъ и вообще тѣ изъ техническихъ газовъ, которые содержатъ значительное количество CH_4 , имѣютъ, ввиду этого, отношеніе теплоемкостей $\frac{c_p}{c_v} = k$ отличное отъ 1,4.

Впрочемъ, для смѣсей этихъ газовъ съ воздухомъ (особенно при избыткѣ воздуха) это различіе почти незамѣтно.

11. Теплоемкость газовыхъ смѣсей (включая дымовой газъ).

Пусть газовая смѣсь состоитъ изъ g_1, g_2, g_3 вѣсовыхъ частей различныхъ газовъ съ теплоемкостями c_1, c_2, c_3 .

Теплоемкость смѣсей опредѣлится такъ:

при нагреваніи на 1° отдѣльныхъ газовъ въ этой смѣси требуется $g_1 c_1, g_2 c_2, g_3 c_3$ калорій (примемъ что c_1, c_2, c_3 отъ давленія не зависятъ), а для нагреванія на 1° всей смѣси требуется $(g_1 + g_2 + g_3) c$ калорій или просто c калорій. въ виду того, что

$$g_1 + g_2 + g_3 = 1 \text{ kg.}$$

Такъ что

$$c = g_1 c_1 + g_2 c_2 + g_3 c_3$$

(теплоемкость смѣси)

Эта формула справедлива и при c_1, c_2, c_3 , зависящихъ отъ температуры, но только для нагреванія на Δt или $d t$, при чемъ этотъ множитель тоже выпадаетъ.

Для вычислений дѣлесообразно различать смѣси, въ которыя не входят CO_2 и H_2O , отъ такихъ, въ которыя CO_2 и H_2O входят (продукты сгорания)

Для смѣсей простыхъ (двухатомныхъ) газовъ можно опредѣлить c , не задаваясь величинами c_1, c_2, c_3 .

Дѣйствительно (по отд. 10),

$$\begin{aligned} m_1 c_{s1} &= m_2 c_{s2} = m_3 c_{s3} = 4,625 + 0,00106 T \\ m_1 c_{p1} &= m_2 c_{p2} = m_3 c_{p3} = 6,615 + 0,00106 T. \end{aligned}$$

Отсюда, переписавъ формулу для c въ видѣ

$$c = \frac{m_1 c_1}{m_1} g_1 + \frac{m_2 c_2}{m_2} g_2 + \dots,$$

имѣемъ для смѣси при постоянномъ объемѣ

$$c_v = \left(\frac{g_1}{m} + \frac{g_2}{m_2} + \frac{g_3}{m_3} + \dots \right) (4,625 + 0,00106 T).$$

Короче можно было бы сдѣлать этотъ выводъ на основаніи положенія, что молекулярная теплота смѣси та же, что и отдельныхъ газовъ.

$$mc = m_1 c_1 = m_2 c_2 = m_3 c_3.$$

Причемъ для m — «средняго молекулярнаго вѣса» надо ввести (по отд. 6) выраженіе

$$m = \frac{1}{\frac{g_1}{m_1} + \frac{g_2}{m_2} + \frac{g_3}{m_3} + \dots}$$

или

$$m = m_1 v_1 + m_2 v_2 + m_3 v_3.$$

Отсюда непосредственно слѣдуетъ предыдущая формула.

Теплоемкость продуктовъ сгорания.

Для нихъ не можетъ быть примѣнено вышеприведенное упрощеніе изъ за того, что молекулярныя теплоты водяныхъ паровъ и углекислоты не тѣ, что для газовъ. Обратимся къ основной формулѣ.

Если разсматривать продукты сгорания, какъ смѣсь CO_2 , H_2O и остатка (состоящаго главнымъ образомъ изъ азота), то теплоемкость этой смѣси

$$c = g(\text{CO}_2) \cdot c(\text{CO}_2) + g(\text{H}_2\text{O}) \cdot c(\text{H}_2\text{O}) + g(R) \cdot c(R).$$

Отсюда для продуктовъ сгорания свѣтильнаго газа (см. отд. 7) получится (беря c изъ отд. 10):

$$c_v = 0,11 \cdot c_v(\text{CO}_2) + 0,13 \cdot c_v(\text{H}_2\text{O}) + 0,76 \cdot c_v(R) = 0,175 + 0,0000692 T,$$

откуда (при $m = 27,36$)

$$c_p = c_v + \frac{1,99}{m} = 0,248 + 0,0000692 T.$$

Для продуктовъ сгорания силового газа

$$\begin{aligned} c_v &= 0,17 \cdot c_v(\text{CO}_2) + 0,055 \cdot c_v(\text{H}_2\text{O}) + 0,775 \cdot c_v(R) = \\ &= 0,167 + 0,0000571 T \end{aligned}$$

и (при $m=29,2$)

$$c_p = 0,235 + 0,0000571 T,$$

для керосина (бензина)

$$\begin{aligned} c_p &= 0,17 \cdot c_p(\text{CO}_2) + 0,07 \cdot c_p(\text{H}_2\text{O}) + 0,76 \cdot c_p(\text{R}) \\ &= 0,1683 + 0,0000599 T \end{aligned}$$

и (при $m=29,5$)

$$c_p = 0,2358 + 0,0000599 T,$$

для каменного угля

$$c_p = 0,236 + 0,000055 T.$$

* На таблицѣ I для этихъ значеній теплоемкости нанесены количества тепла (Q_t и Q_p), требуемыя для нагрѣванія 1 kg воздуха отъ 0° до t° , а также продуктовъ сгорания для случаевъ постоянного объема и постоянного давленія.

Таблицей можно пользоваться для опредѣленія количества тепла при нагрѣваніи на заданное число градусовъ отъ произвольной начальной температуры, или для опредѣленія повышенія температуры отъ произвольной начальной при сообщеніи Q_t или Q_p калорий тепла одному килограмму смѣси (см. фиг. 5а). Опредѣлять это число арифметически неудобно въ виду зависимости теплоемкостей c_v и c_p отъ температуры. Ординаты линіи Q_t представляютъ въ тоже время величины внутренней энергіи 1 kg газа, а ординаты линіи Q_p теплосодержаніе при постоянномъ давленіи (ср. отд. 67 и 69). Относительно пользованія таблицей см. отд. 16, 17 и 32.

12. Теплопроизводительность топлива.

Тепло для техническихъ цѣлей, особенно все тепло, превращаемое въ механическую работу, получается при процессахъ горѣнія. При химическихъ соединеніяхъ кислорода съ углеродомъ, окисью углерода, водородомъ и углеводородами, которые содержатся въ горючемъ, освобождаются въ видѣ тепла весьма значительныя количества энергіи. За теплопроизводительность (H) простого или составного горючаго принимаютъ число калорий, которое получается при сгораніи 1 kg горючаго (или 1 см³ при газообразныхъ веществахъ).

Тепловымъ эффектомъ въ химіи означается количество энергіи, которое освобождается или поглощается, большею частью въ видѣ тепла, при 1 кихъ либо химическихъ реакціяхъ между двумя веществами. Теплота сгорания или теплопроизводительность есть попятіе частное по сравненію съ тепловымъ эффектомъ.

Теплопроизводительность можно опредѣлять сжиганіемъ на воздухѣ, слѣдовательно при неизмѣнномъ атмосферномъ давленіи. Для этой цѣли отъ продуктовъ сгорания, которые можно получить при произвольномъ избыткѣ воздуха, нужно всю теплоту, полученную при сгораніи, передать холодной водѣ. На этомъ принципѣ построены кало-

При твердых горючих нужно поступать иначе. Горючие производятся в закрытом сосуде с прочными стенками, «калориметрической бомбе». Так как твердые вещества в холодной среде сгорают гораздо труднее газо- или парообразных, то для горючих нужно употреблять не воздух, а чистый кислород. Для уменьшения объема калориметра пользуются сжатым кислородом. Зажигание производится электрическим током. При сгорании давление достигает значительной высоты, так как сильно нагретым газам некуда расширяться. Постепенно под действием холодной воды, окружающей бомбу, давление в бомбе в виду сокращения удельного объема (отд. 7) падает до первоначальной величины, а в случае содержания в горючем водорода или окиси углерода еще ниже. И в этом случае теплота сгорания определяется по количеству нагретой воды и повышению ее температуры. Калориметрическая бомба годится также для газообразных и жидких горючих.

Значения теплопроизводительности при неизменном давлении и при неизменном объеме, находимые этими двумя путями для одного и того же горючего, равны лишь в том случае, если сгорание происходит без сокращения объема. Разница в противном случае получается от того, что при неизменном давлении (в калориметре Юнгера атмосферном) происходит сжатие продуктов сгорания. Происходящая при этом сжатии работа в $10333 \Delta V$ атм переходит в эквивалентное количество тепла

$$\frac{10333}{427} \Delta V = 24,2 \Delta V \text{ Cal.}$$

При сжигании в бомбе этой теплоты не получают.

Эта разница сравнительно мала.

Если например имеем место, как при полном сгорании окиси углерода, уменьшение объема на 1 cbm при первоначальном объеме CO в 2 cbm, то разница составляет для 2 cbm горючего 24,2 Cal.

Теплопроизводительность 1 cbm CO есть 3050 калорий, значить разница достигает всего лишь

$$\frac{24,2}{2.3050} \cdot 100 = 0,4\%.$$

Полная и рабочая теплопроизводительности. Это различие гораздо важнее предыдущего, ибо оно гораздо больше. Оно имеет место при содержащих водород горючих, которые по сгорании содержат перегретый водяной парь. При охлаждении до начальной температуры он переходит последовательно в насыщенное и жидкое состояние, при чем выделяется много тепла. Это тепло входит в определенную калориметрически, так называемую полную теплопроизводительность, так как она тоже принадлежит к теплоте сгорания.

Но при действительном использовании теплоты сгорания в котельных топках и двигателях внутреннего сгорания не может быть и речи о таком охлаждении, как в калориметре. Вода продуктов горения может удалиться с дымовыми или отработанными газами лишь в виде пара, в редких случаях сухого насыщенного обычно же сильно перегретого. Значит, ни в коем случае не может с пользою отдать своей теплоты. При использовании теп-

лоты сгорания для получения пара или непосредственно силы нельзя поэтому принимать въ расчетъ эту прибавку. Согласно съ этимъ рабочей или полезной теплопроизводительностью называется полная теплопроизводительность, уменьшенная на полную теплоту паровъ воды въ продуктахъ сгорания. Полная теплота водяного пара, принимая начальную температуру около 20° равна приблизительно 600 Cal на 1 kg воды. Поэтому, если на 1 kg (или 1 cbm) горючаго получится W kg воды въ продуктахъ сгорания, то рабочая теплопроизводительность

$$H_u = H - 600 W.$$

Въ калориметръ Юнкера можно поместить воду изъ продуктовъ горѣнія и тѣмъ самымъ опредѣлить кромѣ полной также и рабочую теплопроизводительность.

При сгораніи водорода изъ 2 kg H_2 и 16 kg O_2 получается 18 kg воды, значить, изъ 1 kg H_2 — 9 kg воды, которые содержатъ $9 \cdot 600 = 5400$ Cal. А полная теплопроизводительность водорода равна 34200 Cal/kg, такъ что его рабочая теплопроизводительность

$$H_u = 34200 - 5400 = 28800 \text{ Cal/kg.}$$

Для свѣтлянаго газа, который содержитъ много водорода, разность обѣихъ теплотворныхъ способностей тоже велика. Такъ, при одномъ опытѣ въ калориметръ Юнкера для свѣтлянаго газа получилось

$$H = 5410 \text{ Cal/cbm (0,760 mm)}$$

$$H_u = 4840 \quad " \quad "$$

Теплопроизводительность газовыхъ смѣсей. Если составныя части какой-либо газовой смѣси, напр. генераторнаго газа, свѣтлянаго газа (CO , H_2 , CH_4 и др.) извѣстны по объему или по вѣсу, то можно вычислить ея теплопроизводительность, какъ сумму теплопроизводительностей составныхъ частей по ихъ вѣсовымъ или объемнымъ частямъ. Все же гораздо проще пользоваться калориметромъ Юнкера.

Теплопроизводительность по элементарному анализу. Для каменнаго угля (и продуктовъ перегонки нефти) можно приблизительно вычислить теплопроизводительность, какъ сумму теплопроизводительностей горючихъ элементарныхъ составныхъ частей (углерода, водорода, сѣры).

Принимая формулу Союза нѣмецкихъ инженеровъ

$$H_u = 8100 C + 29000 \left(H - \frac{O}{8} \right) + 2500 S - 600 W,$$

гдѣ C , H , O

вѣсовые части элементовъ, содержащихся въ 1 kg угля (W — содержаніе воды). Для другихъ горючихъ эта формула даетъ менѣ точныя величины.

Теплопроизводительность смѣсей горючаго съ воздухомъ. Если къ горючему газу примѣшано столько воздуха, сколько необходимо для полнаго сгорания, вообще nL_0 kg (или кубическихъ метровъ) на 1 kg (или кубическій метръ) горючаго, то теплотворная способность этой смѣси

$$H_g = \frac{H_u}{1 + nL_0},$$

Въ вычисленіяхъ мощности тепловыхъ двигателей входитъ именно это значеніе, а не непосредственно H_u . Такъ, при $n=1$ получимъ для

CO	H ₂	CH ₄	Свѣтильный газъ.	Силовой газъ.	Колошниковый газъ.
$(H_g)_{max} = 900$	906	810	800	600	530 $\frac{\text{Cal}}{\text{cbm}}$

При избыткѣ воздуха H_g будетъ соответственно меньше (ср. отд. 32).

Теплопроизводительность нѣкоторыхъ горючихъ.

Вещество.	H		H	
	1 kg	1 cbm (0° 760 mm).	1 kg	1 cbm (0° 760 mm).
Углеродъ.....	8080	—	—	—
Оксидъ углерода.....	2440	3050	—	—
Водородъ.....	34 200	3070	28 800	2570
Болотный газъ.....	13 240	9470	11 910	8510
Свѣтильный газъ.....	10 700	5500	9 700	5000
Силовой газъ.....	—	—	1 250	1300
Доменный (колошников.) газъ.....	—	—	710	900
Керосинъ.....	—	—	10 500	—
Бензинъ.....	—	—	10 500	—
Алкоголь.....	7184	—	6 480	—
Каменные угли:				
Рурскій.....	—	—	7 650	—
Силезскій.....	—	—	7 100	—
Газовый коксъ.....	—	—	6 900	—
Бурый уголь.....	—	—	4 800	—
Брикеты изъ бурого угля..	—	—	до 5 000	—

13. Смѣшеніе газовъ различныхъ давленій и температуръ

Пусть въ нѣсколькихъ сосудахъ объемомъ V_1, V_2, V_3 cbm содержатся однородные или разнородные газы подъ давленіемъ p_1, p_2, p_3 и при температурахъ t_1, t_2, t_3 (T_1, T_2, T_3).

Опредѣлить давленіе и температуру, которыя установятся при сообщеніи сосудовъ другъ съ другомъ, послѣ полного смѣшенія газовъ въ объемъ

$$V = V_1 + V_2 + V_3.$$

Теплосодержаніе одного килограмма газа, считая отъ 0° представляется величиной c, t . Сумма теплосодержаній отдѣльныхъ газъ въ передѣ смѣшеніемъ равна теплосодержанію смѣси (см. ниже). Поэтому, если G_1, G_2, G_3 суть отдѣльные вѣсы и

$$G = G_1 + G_2 + G_3$$

полный вѣсъ смѣси, то

$$G_1 c_1 t_1 + G_2 c_2 t_2 + G_3 c_3 t_3 = G c t;$$

отсюда въ виду

$$G c = G_1 c_1 + G_2 c_2 + G_3 c_3,$$

температура смѣшенія будетъ

$$t = \frac{G_1 c_{v1} t_1 + G_2 c_{v2} t_2 + \dots}{G_1 c_{v1} + G_2 c_{v2} + \dots},$$

или при $T = 273 + t$

$$T = \frac{G_1 c_{v1} T_1 + G_2 c_{v2} T_2 + \dots}{G_1 c_{v1} + G_2 c_{v2} + \dots}.$$

Но по уравненію состоянія газа

$$p_1 V_1 = G_1 R_1 T_1,$$

значить

$$G_1 = \frac{p_1 V_1}{R_1 T_1}.$$

тоже для G_2, G_3 . Тогда

$$T = \frac{\frac{p_1 V_1}{T_1} \cdot \frac{c_{v1}}{R_1} + \frac{p_2 V_2}{T_2} \cdot \frac{c_{v2}}{R_2} + \dots}{\frac{p_1 V_1}{T_1} \cdot \frac{c_{v1}}{R_1} + \frac{p_2 V_2}{T_2} \cdot \frac{c_{v2}}{R_2} + \dots}.$$

Но по отд. 10 mc_v , а по отд. 8 $m \cdot R$ одинаковы для всѣхъ идеаль-
ныхъ газовъ; поэтому отношенія

$$\frac{c_{v1}}{R}, \frac{c_{v2}}{R} \dots$$

равны между собой.

Отсюда температура смѣси

$$T = \frac{p_1 V_1 + p_2 V_2 + p_3 V_3 + \dots}{\frac{p_1 V_1}{T_1} + \frac{p_2 V_2}{T_2} + \dots}.$$

Въ виду

$$\frac{p_1 V_1}{T_1} = G_1 R_1 \text{ и т. д.}$$

$$\text{и } G R = G_1 R_1 + G_2 R_2 + G_3 R_3 + \dots$$

выраженіе для T упростится

$$T = \frac{p_1 V_1 + p_2 V_2 + \dots}{GR}.$$

Отсюда, въ виду $T = \frac{pV}{GR}$, давленіе смѣси получается изъ вы-
раженія

$$pV = p_1 V_1 + p_2 V_2 + p_3 V_3 + \dots$$

Сумма произведеній изъ объемовъ и давленій передъ смѣшеніемъ равна
произведенію давленія и объема послѣ смѣшенія.

Если давленія передъ смѣшеніемъ одинаковы, температуры раз-
личны, то температура смѣси будетъ

$$T = \frac{\frac{V_1}{T_1} + \frac{V_2}{T_2} + \frac{V_3}{T_3} + \dots}{\frac{V_1}{T_1} + \frac{V_2}{T_2} + \frac{V_3}{T_3} + \dots} = T_1 \frac{\frac{V_1}{T_1} + \frac{V_2}{T_2} + \frac{V_3}{T_3} + \dots}{V_1 + V_2 + V_3 + \dots}.$$

Если же наоборот передъ смѣшеніемъ равны температуры, а давления различны, то послѣднее выраженіе превратится въ

$$T = T_1.$$

т. е. температура при смѣшеніи не измѣняется.

Давленіе смѣшенія вообще не зависитъ отъ температуръ, и поэтому его можно вычислить, не зная послѣднихъ.

Примѣры. 1. 0,5 кубм сжатого воздуха при 5 kg/cm и 40° С смѣшано съ 2 кубм воздуха при атмосферномъ давленіи (1,033 kg/cm) и — 10° С. Какъ велики давленіе (p) и температура t смѣси?

Имѣемъ

$$p(0,5 + 2) = 6,033 \cdot 0,5 + 1,033 \cdot 2$$

$$p = 2,03 \text{ at abs,}$$

или

$$1,03 \text{ at по манометру;}$$

найдѣ

$$T = \frac{0,5 + 2}{0,5 + 2 \cdot \frac{273 + 40}{273 - 10}} \cdot (273 + 40) = 271,5 \text{ abs,}$$

$$t = 271,5 - 273 = -1,5^\circ \text{ C.}$$

2. Въ суммированныхъ дымовыхъ газахъ при 1000° должны быть охлаждены смѣшеніемъ съ холоднымъ воздухомъ + 10° до температуры 550°.

Сколько нужно воздуха (по объему) по отношенію къ дымовымъ газамъ?

При объемѣ воздуха V_2 , а объемѣ дымовыхъ газовъ V_1 имѣемъ

$$550 + 273 = (1000 + 273) \cdot \frac{1 + \frac{V_2}{V_1}}{1 + \left(\frac{V_2}{V_1}\right) \frac{1000 + 273}{10 + 273}}.$$

$$\text{Откуда } \frac{V_2}{V_1} = 0,185.$$

Нужно прибавить объемъ воздуха, составляющій 0,185 объема дымовыхъ газовъ.

3. Во вредномъ пространствѣ цилиндра низкаго давленія паровой машины компаундъ, которое равно 10% объема, описываемаго поршнемъ, находится паръ подъ давленіемъ 0,7 kg/cm abs. При впускѣ примышивается къ атому пару паръ съ давленіемъ 2,8 kg/cm abs. На сколько понизится давленіе въ ресиверѣ, если его объемъ равенъ 0,75 объема цилиндра низкаго давленія?

Съ вѣкоторымъ приближеніемъ формула для давленія смѣси можетъ быть принята и къ парамъ. Если принять объемъ цилиндра низкаго давленія за 1, то будетъ

$$p(0,1 + 0,75) = 0,7 \cdot 0,1 + 2,8 \cdot 0,75$$

$$p = 2,55.$$

Откуда паденіе давленія равно

$$2,80 - 2,55 = 0,25 \text{ kg/cm.}$$

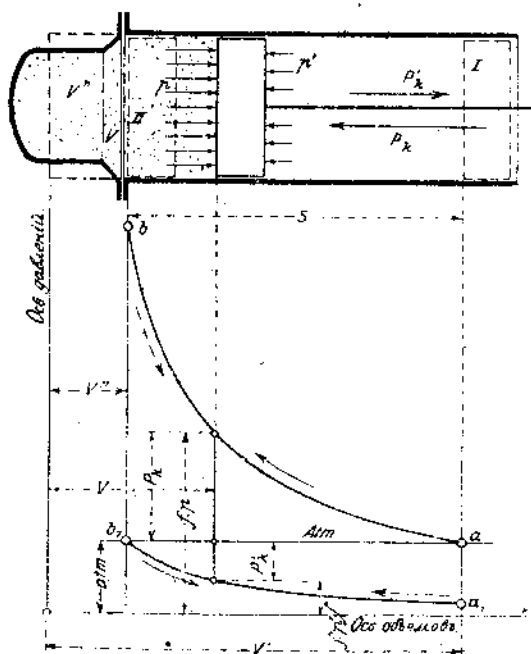
14. Работа расширенія и сжатія газовъ и паровъ (работа при измѣненіи объема). Абсолютная и дѣйствительная (полезная) работа.

Нѣкоторое количество газа атмосфернаго давленія, заключенное въ прочномъ сосудѣ, объемъ котораго можно измѣнять плотно скользящимъ въ немъ поршнемъ, влечетъ на производимое извнѣ движеніе поршня, какъ весьма гибкая пружина. Чтобы передвинуть поршень изъ положенія I внутрь, нужно давить на поршневую скалку съ силой P_k , обратно пропорциональной измѣненію объема газа. Возвращеніе P_k на пути I—II поршня представлено кривой ab , ординаты которой отъ линіи ab_1 равны P_k . На пути I—II сила, направленная по скалкѣ, а также и атмосфер-

ное давление, действующее на внешнюю площадь поршня, производить работу; давление запертого газа на внутреннюю стенку поршня составляет работу сопротивления.

Если при положении II поршня сосудъ наполненъ газомъ въѣшняго давления, то для вытягиванія поршня нужно тянуть скалку съ силой P'_k , пропорциональной увеличенію объема. Кривая $b_1 a_1$ показываетъ соответствующую разнымъ положеніямъ поршня величины силы, отложенныя отъ ab_1 внизъ. Здѣсь сила P'_k производитъ работу, наружное давление представляетъ сопротивление. Давленіе газовъ на поршень на этотъ разъ помогаетъ силѣ P'_k .

Если наполнить сосудъ при положеніи поршня II газомъ подъ давленіемъ большимъ наружнаго, то давленіе газа будетъ двигать поршень наружу, преодолевая сумму сопротивленій P_k на скалкѣ и действующаго извнѣ на поршень атмосфернаго давленія, пока вслѣдствіе увеличенія объема не наступитъ равновѣсія. Газъ при этомъ доставляетъ работу.



Фиг. 10.

Если наконецъ при положеніи I въ сосудѣ находится разреженный газъ, т.-е. газъ подъ давленіемъ меньшимъ въѣшняго, то поршень при движеніи внутрь будетъ до тѣхъ поръ преодолевать силу P'_k , пока вслѣдствіе уменьшенія объема не наступитъ равновѣсія.

Эти явленія приводятъ къ заключенію, что при каждомъ измѣненіи объема газа или пара получается или тратится механическая работа. При этомъ надо различать воспринятую самимъ газомъ (или отданную имъ) работу, абсолютную работу газа отъ работы, полученной на скалкѣ поршня (действительная, полезная работа).

Величина абсолютной работы газовъ. Характеръ измѣненія давленія газа на поршень съ измѣненіемъ объема, весьма мѣняется въ зависимости отъ количества тепла, которая газъ воспринимаетъ или отдаетъ во время измѣненія объема. Поэтому кривая давленія газа можетъ быть выбрана совершенно произвольно, если рѣчь идетъ, какъ здѣсь, о томъ, чтобы для даннаго характера измѣненія давленія опредѣлить работу.

Если поршень продвинется на бесконечно малую величину ds , то абсолютное давление газа p возрастает на бесконечно малую величину dp . Такъ какъ давление на поршень равно fp , работа выразится произведениемъ $f p ds$. Но $f ds$ изменение объема газа, вследствие изменения положенія поршня, $dV = f ds$. Поэтому работа на пути ds будетъ

$$dL = p \cdot dV$$

Если заставить поршень продвинуться впередъ (или назадъ) последовательно на ds_1, ds_2, ds_3 и т. д., причемъ объемъ газа уменьшается (соотв. увеличивается) на $dV_1, dV_2, dV_3, \dots$, то величины работы будутъ соотвѣтственно $p_1 dV_1, p_2 dV_2, p_3 dV_3, \dots$, откуда работа на пути произвольной длины будетъ

$$L_G = p_1 dV_1 + p_2 dV_2 + p_3 dV_3 + \dots$$

(отъ V'' до V'), или короче

$$L_G = \int_{V''}^{V'} p dV.$$

Это механическая работа, отданная (соотв. полученная) произвольнымъ количествомъ газа, объемъ котораго V и вѣсъ G , при измененіи этого объема отъ V' до V'' . Такъ какъ для $G = 1$ kg газа $V = v$ (удѣльный объемъ), то

$$L = \int_{v''}^{v'} p \cdot dv.$$

L и L_G связаны соотношеніемъ

$$L_G = L \cdot G,$$

т. е. при одинаковыхъ условіяхъ G kg газа доставляютъ работы въ G разъ больше, чѣмъ 1 kg.

Дѣйствительно, $V = G \cdot v, dV = G \cdot dv$, и вмѣстѣ съ тѣмъ

$$L_G = \int_{v''}^{v'} p \cdot G \cdot dv = G \cdot \int_{v''}^{v'} p \cdot dv = G \cdot L.$$

Работа, которая отдается газомъ, или работа расширенія считается положительной, затраченная работа или работа сжатія, отрицательной.

Графическое изображеніе работы газа. (Рабочая діаграмма, p, v — діаграмма). Если принять абсолютныя давленія газа p за ординаты, соотвѣтствующіе имъ объемы V (или v) за абсциссы, фиг. 11 p, v — діаграмма, то элементарная работа $p \cdot dV$ представится заштрихованнымъ столбцомъ. Вслѣдствіе этого полная работа, поглощенная газомъ при измененіи его объема отъ V' до V'' , (соотв. отданная при расширеніи), представится суммой элементарныхъ работъ криволинейной площади $A B B' A'$.

На этомъ основаніи p_v -диаграмма называется также рабочей диаграммой. Изъ фиг. 10 видно, какъ практически нужно проводить ось давленій. Кривая AB лежитъ въ предѣлахъ хода поршня. Мгновенный же объемъ газа или пара представляетъ сумму объема, образуемаго движеніемъ поршня, и объема V'' вреднаго пространства. Въ газовыхъ двигателяхъ V'' называется пространствомъ сжатія. Ось давленій лежитъ на разстояніи соотвѣствующемъ величинѣ этого пространства отъ начала диаграммы.

Среднее рабочее давленіе. Можно себѣ представить, что работа газа, которая на самомъ дѣлѣ совершается при давленіи газа p , измѣняющемся по закону кривой AB , доставляется какъ бы при опредѣленномъ постоянномъ давленіи p_m , тогда какъ измѣненіе объема остается прежнее. Тогда въ рабочей диаграммѣ p_m будетъ высотой прямоугольника, длина котораго равна $A'B'$ и площадь равна площади рабочей диаграммы $ABB'A'$. Слѣдовательно p_m можетъ быть получена изъ диаграммы планиметрированіемъ этой площади и дѣленіемъ ея на $A'B'$ (не обращая вниманія на масштаб длинъ.) Работа газа тогда выразится

$$L = p_m (V' - V''),$$

$$\text{гдѣ } p_m \text{ въ } \frac{\text{кг}}{\text{см}^2}, \quad V' \text{ и } V'' \text{ въ см}^3.$$

Часто $V' - V''$ представляетъ объемъ цилиндра съ площадью поршня Q и ходомъ H , тогда

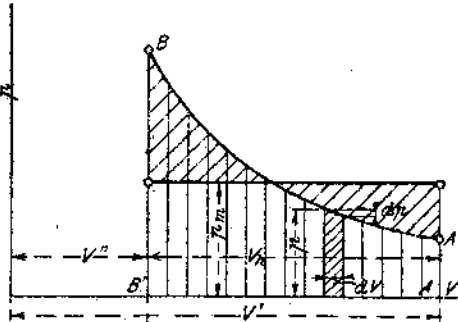
$$L = Q \cdot p_m \cdot H.$$

Здѣсь p_m можно также выражать въ $\text{кг}/\text{см}^2$, если Q выражено въ см^2 ; H въ м .

Абсолютная и дѣйствительная (полезная) работа газа. Опредѣленная выше величина работы представляетъ въ случаѣ расширенія работу, которую газъ отдаетъ, дѣйствуя на поршень, а въ случаѣ сжатія работу, которая передается газу внѣшними силами посредствомъ поршня. Она называется абсолютной работой газа.

Но такъ какъ снаружи сосуда, фиг. 10, вообще говоря не бываетъ пустоты, но всегда находятся газы или пары болѣе или менѣе высокаго давленія p' , то сила P , которая дѣйствуетъ извнѣ на поршень, является равнодѣйствующей изъ давленія fp' , распредѣленнаго равномерно по его площади f , и усилія по скалкѣ $\pm P_k$. По фиг. 12

$$P = fp' \pm P_k.$$



Фиг. 11.



Фиг. 12.

Съ внутренней стороны на поршень дѣйствуетъ сила fp , которая въ случаѣ равновѣсія должна быть равна наружной силѣ. Поэтому имѣемъ

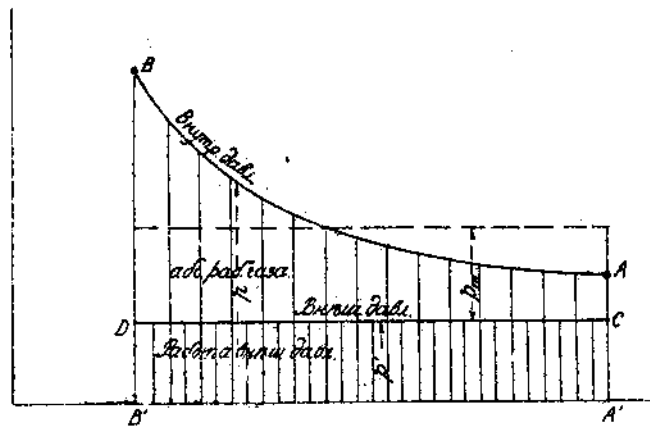
$$f \cdot p = f \cdot p' \pm P_k;$$

откуда

$$\pm P_k = f \cdot (p - p')$$

При расширеніи газъ давить съ силой fp на поршень. Полезная сила P_k на скалкѣ поршня на fp' меньше. Согласно съ этимъ работа, которая совершается силой P_k (полезная работа), меньше абсолютной работы газа на работу силы fp'

Съ другой стороны, при сжатіи нужно употребить не дѣйствующую на газъ силу fp , но силу на fp' меньшую. Работа, употребленная



Фиг. 13.

на сжатіе (дѣйствительная работа), меньше абсолютной работы на работу внѣшняго давленія. Если внѣшнее давленіе p' неизмѣнно, то въ рабочей диаграммѣ его работѣ соответствуетъ площадь прямоугольника высотой p' . Въ случаѣ сжатія газа (фиг. 13) работа, доставляемая поршневой скалкой (затраченная работа), равна $ABDC$; въ случаѣ расширенія сжатого газа $ABDC$ есть работа, переданная поршневой скалкѣ (полезная работа)

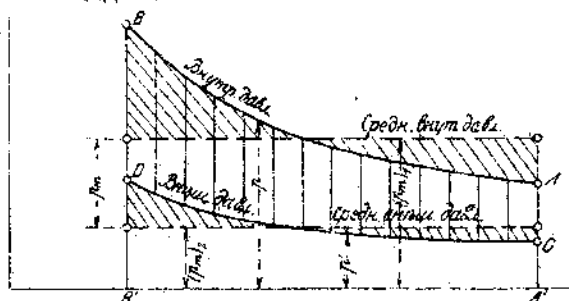


Фиг. 14.

Если давленіе газа меньше внѣшняго, фиг. 14. то внѣшнее давленіе при сжатіи по АВ можетъ кромѣ доставляемой имъ работы сжатія еще передать поршневой скалкѣ полезную работу $ABDC$. (Полезная вакуума).

Обратно, при расширеніи (BA) должна быть извнѣ передана скалкѣ поршня работа ABDC, ибо одно давленіе газа p уравновѣшиваетъ только часть противодавленія p' (работа воздушнаго насоса).

Если само внѣшнее давленіе p' мѣняется по какому-либо закону, фиг. 15, то соотношенія остаются точно тѣ же. Полученный на скалкѣ поршня и пошедшій въ дѣло избытокъ (соотв. недостатокъ) работы равенъ ABDC, въ отличіе отъ абсолютной работы газа, которая соотвѣтствуетъ площади ABBA'.

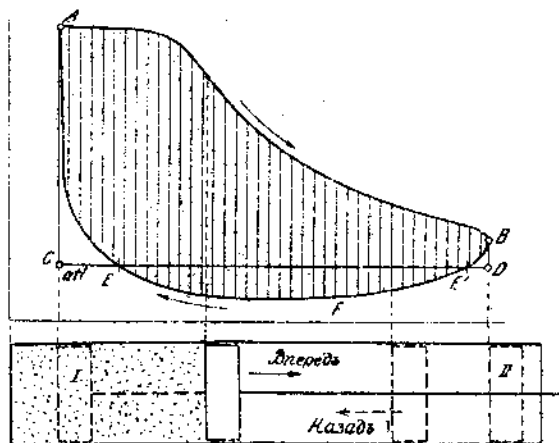


Фиг. 15.

Для вычисленія полученной работы (или ея затраты) лучше всего пользоваться среднимъ давленіемъ. Опредѣляютъ среднее давленіе газа $(p_m)_1$ и среднее противодавленіе $(p_m)_2$. Тогда среднее полезное давленіе (соотв. сопротивленіе) будетъ $p_m = (p_m)_1 - (p_m)_2$.

Можно опредѣлять p_m непосредственно планиметрируя площадь ABDC и дѣля на длину A'B'.

Опредѣленіе работы при замкнутой площади диаграммы. При рабочихъ процессахъ въ паровыхъ и газовыхъ двигателяхъ, въ компрессо-



Фиг. 16.

рахъ и поршневыхъ воздушныхъ насосахъ дѣло идетъ прежде всего о полученной поршнемъ или отданной имъ работѣ за полный рабочий періодъ. Періодъ охватываетъ 2 хода поршня (ходъ впередъ и ходъ назадъ), въ четырехтактныхъ двигателяхъ 4 хода.

За одинъ періодъ измѣненіе давленія по одну сторону поршня паровой машины съ конденсаціей показано на фиг. 16. Отъ А давленіе

падаетъ во время всего хода впередъ АВ; при обратномъ ходѣ ВГА оно тоже сначала падаетъ, а потомъ плавно возвращается къ началъному состоянію А. Контуръ діаграммы, въ отличіе отъ приведенныхъ раньше, замкнуть.

Если эта машина простого дѣйствія, гдѣ съ одной стороны цилиндръ открытъ и поршень извнѣ нагруженъ атмосфернымъ давленіемъ (линія CD), то полезная работа прямого хода равна ABDC, обратнаго E'FE — BDE' — EAC, слѣдовательно въ общемъ за одинъ оборотъ (или періодъ)

$$L = ABDC + E'FE - BDE' - EAC.$$

Эта сумма площадей равна площади ABFEA замкнутого контура діаграммы. Поэтому для полезной работы пара съ одной стороны поршня не важна линия давленія другой стороны. Последняя можетъ быть соединена съ атмосферой, съ пространствомъ болѣе высокаго давленія или же съ вакуумомъ. Площадь „индикаторной діаграммы“ при всякихъ обстоятельствахъ представляетъ полную работу пара, находящагося съ одной стороны поршня, и переданную поршню за одинъ оборотъ (машины простого дѣйствія).

Но, конечно, величина этой площади зависитъ отъ того, соединено ли рабочее пространство съ вакуумомъ или съ атмосферой (положеніе кривой BFE).

Машина двойного дѣйствія по работѣ подобна двумъ машинамъ простого дѣйствія. Полная работа пара по обѣ стороны поршня за одинъ оборотъ равна суммѣ площадей діаграммъ съ обѣихъ сторонъ поршня. Отдѣльно каждая діаграмма представляетъ работу пара съ одной стороны поршня за одинъ оборотъ.

То обстоятельство, что здѣсь противодавленіе каждой стороны является давленіемъ другой, ничего не измѣняетъ въ полной полезной работѣ, но конечно вліяетъ на распределеніе этой работы за оборотъ.

Можно представить полезную работу съ одной стороны поршня, какъ разность абсолютныхъ работъ пара съ этой стороны при прямомъ и обратномъ ходѣ, согласно фиг. 97 отдѣла 62.

15. Вліяніе тепла на состояніе газа вообще. Различныя измѣненія состоянія.

Если въ сосудѣ, который закрытъ подвижнымъ поршнемъ, нагрѣвать или охлаждать извнѣ газъ, то одновременно съ температурой въ общемъ случаѣ мѣняются объемъ и давленіе, такъ какъ эти величины связаны съ температурой и другъ съ другомъ уравненіемъ состоянія $pv = RT$.

Въ частномъ случаѣ одна изъ величинъ можетъ оставаться и неизмѣнной. Если напр. нагрѣваніемъ удваивается T , то при этомъ v можетъ остаться неизмѣннымъ и тогда p возрастетъ вдвое; или неизмѣннымъ можетъ оставаться p ; тогда, если T удвоится, то и v должно удвоиться. Количества тепла въ обоихъ случаяхъ различны

(c_p и c_v); вообще, въ каждомъ частномъ случаѣ одинаковымъ измѣненіямъ температуры соотвѣтствуютъ различныя количества тепла, смотря по получающемуся при этомъ измѣненію объема (или давленія).

Обратно, съ измѣненіемъ состоянія (т.-е. измѣненіемъ давленія, объема и температуры) связано сообщеніе или отнятіе тепла. Но въ газахъ, въ противоположность твердымъ тѣламъ одни измѣненія температуры не говорятъ ничего еще о потребномъ количествѣ тепла. Оно зависитъ вполне отъ одновременнаго измѣненія давленія и объема. Возможны слѣдующіе частные случаи измѣненія состоянія.

1. Сосудъ постояннаго объема. Могутъ мѣняться лишь температура и давленіе, при сообщеніи или отдачѣ тепла. Измѣненіе по изоплерѣ, $v = \text{Const}$

2. Сосудъ закрыть поршнемъ, съ постоянной нагрузкой, такъ что давленіе газа мѣняться не можетъ. Тогда при нагреваніи вмѣстѣ съ температурой возрастаетъ и объемъ, при охлажденіи онъ уменьшается. Измѣненіе по изобарѣ, $p = \text{Const}$.

Сюда же относится и нагреваніе въ открытомъ сосудѣ.

3. Объемъ во время нагреванія измѣняется поршнемъ такъ, что несмотря на подведеніе теплоты не происходитъ повышенія температуры. Тогда, на основаніи уравненія состоянія, произведеніе pv остается постояннымъ, хотя объемъ, какъ видно изъ дальнѣйшаго, долженъ при сообщеніи тепла увеличиваться, а при отдачѣ уменьшаться.

Изотермическое измѣненіе $T = \text{Const}$ или $t = \text{Const}$.

4. Давленіе, объемъ и температура могутъ измѣняться и безъ одновременнаго сообщенія или отдачи тепла. Это измѣненіе состоянія возможно строго говоря лишь въ совершенно непроницаемомъ для теплоты сосудѣ. Поэтому оно носитъ названіе, адиабатическаго измѣненія.

5. Давленіе, объемъ, а вмѣстѣ съ ними и температура измѣняются при сообщеніи или отнятіи тепла по любому закону. (Самый общій изъ частныхъ случаевъ измѣненія состоянія). Политропическое измѣненіе.

16. Измѣненіе по изоплерѣ.

Произвольный газъ въ сосудѣ постояннаго объема V см., имѣющій давленіе p_1 и абсолютную температуру T_1 , нагревается вслѣдствіе сообщенія тепла. Для повышенія температуры до T_2 для каждаго kg газа требуется тепла

$$Q = c_v \cdot (T_2 - T_1)$$

Если дѣло идетъ лишь объ умеренномъ повышеніи температуры, то c_v можно разсматривать неизмѣннымъ, т.-е. независящимъ отъ T_1 и T_2 . При нагреваніи до температуры газовъ пламени это недопустимо. Если дано T_2 , то Q можно вычислить по равенству

$$Q = (c_v)_m \cdot (T_2 - T_1),$$

гдѣ $(c_v)_m$ есть средняя теплоемкость между T_2 и T_1 . Если же дано Q , а ищется $T_2 - T_1$, то таблица I (стр. 45) приводитъ прямо къ цѣли, при чемъ $T_2 - T_1$ отмѣривается циркулемъ.

Въ объемѣ V *сбт* содержится

$$G = \frac{p_1 V}{RT_1} \text{ kg.}$$

Тепло, требующееся въ дѣйствительности, равно слѣдовательно $G Q \text{ Cal.}$

При постоянномъ объемѣ V , остается неизмѣннымъ и удѣльный объемъ. Поэтому въ началѣ нагреванія имѣемъ

$$p_1 v = RT_1,$$

въ концѣ

$$p_2 v = RT_2.$$

отсюда слѣдуетъ

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2},$$

т.е. давленіе газа въ этомъ случаѣ пропорціонально абсолютной температурѣ.

Если дано не T_2 , а Q , то можно написать

$$\frac{p_2 - p_1}{p_1} = \frac{T_2 - T_1}{T_1},$$

или

$$\frac{p_2}{p_1} - 1 = \frac{T_2 - T_1}{T_1}.$$

$T_2 - T_1$ при переменнѣйшей теплоемкости находить по табл. I и тогда

$$\frac{p_2}{p_1} = 1 + \frac{T_2 - T_1}{T_1}.$$

При охлажденіи по изоплерѣ давленіе соотвѣтственно падаетъ; формулы не мѣняются.

При этомъ измѣненіи состоянія не получается механической работы.

Примѣры. 1. На сколько нужно нагрѣть воздухъ, заключенный въ закрытомъ сосудѣ при 15° , чтобы повысить давленіе отъ атмосфернаго до 2 атмосферъ сверхдавленія?

Имѣемъ

$$\frac{T_2}{273 + 15} = \frac{2 + 1,033}{1,033}, \text{ повтому } T_2 = 845, t_2 = 572^\circ \text{ C.}$$

Ввиду столь высокихъ температуръ технически невозможно, пользуясь вышеописанной толкой, довести давленіе газовъ выше 2 kg/cm^2 въ замкнутомъ сосудѣ, по типу паровыхъ котловъ.

2. Взята такая смѣсь свѣтлѣнаго газа и воздуха, что 1 *сбт* ея при 0° и 760 *мм* выделяетъ при сгораніи 500 *Cal.*

На сколько повысится температура и давленіе при мгновенномъ сгораніи съ постояннымъ объемомъ? Удѣльный вѣсъ данной смѣси при 0° и 760 *мм*. $\gamma = 1,28$.

На 1 *kg* смѣси выдѣлится тепла $\frac{500}{1,28} \approx 390 \text{ Cal.}$ Получающееся при этомъ повы-

шение температуры зависит, (ввиду увеличения теплоемкости съ температурой) отъ начальной температуры T_1 . Если она известна, то повышение температуры τ получается изъ табл. I.

Для

$$t_1 = 100^\circ \quad 200^\circ \quad 300^\circ \quad 500^\circ;$$

или

$$T_1 = 373 \quad 473 \quad 573 \quad 773 \text{ abs.}$$

табл. I даетъ

$$\tau = 1520 \quad 1500 \quad 1470 \quad 1410^\circ \text{ C.}$$

поэтому

$$T_2 = T_1 + \tau = 1893; \quad 1973; \quad 2043; \quad 2183;$$

при этомъ относительное увеличеніе давленія

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{T_2}{T_1} = 5,08; \quad 4,17; \quad 3,57; \quad 2,82.$$

Отсюда по начальному давленію p_1 можно опредѣлить конечное давленіе p_2 .

Если p_1 (напр. вслѣдствіе предварительнаго адиабатическаго сжатія отъ 100° и 1 at) соотвѣтственно равно

$$p_1 = 1 \quad 2,5 \quad 5 \quad 14 \text{ at abs.}$$

то

$$p_2 = 5,08 \quad 10,4 \quad 17,85 \quad 39,5 \text{ at abs.}$$

„Сообщеніе тепла при постоянномъ объемѣ“, примѣняемое въ двигателяхъ внутреннего сгорания, въ видѣ выдѣленія теплоты непосредственно въ рабочее пространство, въ противоположность внѣшнему нагреванію является такимъ образомъ очень подходящимъ средствомъ для получения высокихъ рабочихъ давленій. Высокія температуры въ этихъ двигателяхъ не опасны, такъ какъ оны дѣйствуютъ недолго, а стѣнки усиленно охлаждаются.

Вообще стѣнки нагреваются далеко не столь сильно, какъ продукты сгорания.

17. Измѣненіе по изобарѣ.

Въ сосудѣ объема V' , фиг. 17, заключается газъ при температурѣ T_1 ; при помощи поршня съ постоянной нагрузкой P въ немъ поддерживается давленіе p . При нагреваніи извнѣ температура растетъ и одновременно съ этимъ расширяется газъ, поднимая поршень.

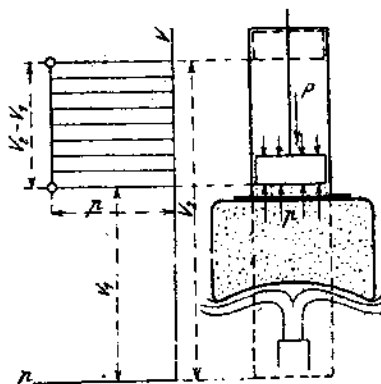
Полное увеличеніе объема по закону Гей-Люссака составляетъ

$$V_2 - V_1 = V_0 \cdot \frac{T_2 - T_1}{273}$$

(ср. отд. 3); отсюда дѣленіемъ на площадь O поршня получается z его ходъ. V_0 есть объемъ газа при 0°C . Относительное увеличеніе объема будетъ

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{T_2}{T_1}.$$

Теплота, необходимая для нагреванія 1 kg газа на $\tau = T_2 - T_1$, будетъ



Фиг. 17.

гдѣ c_p теплоемкость при постоянномъ давленіи; о ней надо повторить все то, что сказано о c_v въ отд. 16.

(Ср. въ отд. 10 величины c_p и ея измѣненіе съ температурой). По данному Q можно въ таблицѣ I найти τ , по данному τ найти Q .

При

$$G = \frac{p_1 V_1}{RT_1}$$

полная теплота получается равной $G \cdot Q$ Cal.

Механическая работа. Въ отличіе отъ предыдущаго случая здѣсь газомъ доставляется механическая работа (абсолютная работа газа)

$$L_G = f p s,$$

или при

$$f s = V_2 - V_1 \\ L_G = p (V_2 - V_1).$$

При $V_2 = v_2$, $V_1 = v_1$ работа 1 *kg* газа будетъ

$$L = p (v_2 - v_1)$$

Это можно выразить еще иначе. Въ началѣ нагреванія будетъ

$$p v_1 = RT_1,$$

въ концѣ

$$p v_2 = RT_2.$$

Послѣ вычитанія находимъ

$$p (v_2 - v_1) = L = R (T_2 - T_1).$$

Механическое значеніе постоянной R .

При $T_2 - T_1 = 1^\circ C$

$$L \text{ (для } 1^\circ) = R.$$

Слѣдовательно, R обозначаетъ абсолютную работу расширенія въ *mkg*, которую доставляетъ 1 *kg* даннаго газа при нагреваніи его на $1^\circ C$ подъ постояннымъ давленіемъ.

Примѣръ 1. Въ одной установкѣ воздушнаго отопленія изъ воздуха при -15° требуется получить въ часъ 1000 *сбм* теплаго воздуха при 60° . Сколько теплоты должно быть передано воздуху отъ точки?

Для нагреванія 1 *kg* на $60 - 15 = 75^\circ$ требуется $75 \cdot c_p = 75 \cdot 0,238 = 17,85$ Cal.

Удельный вѣсъ воздуха при 60° и 760 *мм* равенъ $1,3 \frac{273}{273 + 60} = 1,07$ *kg/сбм*, поэтому 1000 *сбм* теплаго воздуха вѣсятъ $1000 \cdot 1,07 = 1070$ *kg*. Слѣдовательно воздуху въ часъ необходимо сообщать $1070 \cdot 17,85 = 19100$ Cal.

2. Сколько тепла отдаетъ этотъ воздухъ (продолженіе предыдущаго примѣра) нагреваемому пространству, если онъ при употребленіи охлаждается до $+20^\circ C$? Сколько % составитъ это отъ тепла унесеннаго изъ точки?

При охлажденіи на $60 - 20 = 40^\circ$, отъ каждаго *kg* воздуха отнимается $40 \cdot 0,238 = 9,52$ Cal. Въ общемъ использовано $1070 \cdot 9,52 = 10190$ Cal, т.-е. $100 \cdot \frac{10190}{19100} = 53,3\%$ всего тепла.

3. Въ цилиндръ, наполненный воздухомъ при 35 at abs. и 700° C, постепенно подводится горючее (керосинъ) такимъ образомъ, что во время сгорания давление газа на поршень остается все время равнымъ 35 at. (Двигатель постепеннаго сгорания).

Объемъ газа при окончаніи выпуска горючаго увеличивается, въ связи съ ходомъ поршня, въ $2\frac{1}{2}$ раза. Определить температуру газовъ въ это время; количество тепла, выделившееся при сгораніи на каждый kg воздуха, и абсолютную работу газа за время сгорания.

Имѣемъ

$$\frac{T_2}{273 + 700} = \frac{2,5}{1}, T_2 = 2430 \text{ abs}; t_2 = 2157^\circ \text{ C.}$$

Повышеніе температуры равно $= 2157 - 700 = 1457^\circ \text{ C}$, при начальной температурѣ 700°. Это соответствуетъ по табл. I для продуктовъ сгорания керосина сообщенію тепла въ 490 Cal/kg. Абсолютная работа газа $L = R \cdot (T_2 - T_1) = 29,3 \cdot 1457 = 42800 \text{ mkg/kg}$.

18. Превращеніе тепла въ работу и работы въ тепло для измѣненія по изобарѣ. Механическій эквивалентъ тепла. Первый основной принципъ механической теоріи тепла.

Если повысить на t° температуру одного и того же количества газа одинъ разъ при постоянномъ давленіи, а другой разъ при постоянномъ объемѣ, то въ первомъ случаѣ для каждого килограмма и каждого градуса потребуется теплоты больше на $c_p - c_v$. Увеличеніе энергіи, имѣющейся въ газѣ непосредственно въ видѣ тепла въ обоихъ случаяхъ къ концу процесса одинаково, потому что оно зависитъ не отъ того, какъ получается высшая температура, а лишь отъ самой температуры. Это количество равно $c_v \cdot t$, такъ какъ при постоянномъ объемѣ вся поглощаемая теплота идетъ на повышеніе температуры.

Слѣдовательно изъ $c_p \cdot t \text{ Cal}$ тепла, которое поглощаетъ газъ при постоянномъ давленіи, $(c_p \cdot t - c_v \cdot t) \text{ Cal}$ переходять въ другой какой-нибудь видъ энергіи во время расширенія; на каждый градусъ нагреванія это дастъ $(c_p - c_v) \text{ Cal}$.

Но вся разница между обоими измѣненіями состоянія заключается въ томъ, что при измѣненіи по изобарѣ совершается, а по изоплерѣ не совершается—механическая работа; и причина увеличенія расхода тепла въ первомъ случаѣ можетъ заключаться лишь въ этомъ.

Расширеніе газа и совершаемая имъ при этомъ работа въ такой же мѣрѣ являются слѣдствіемъ сообщенія тепла газу, какъ и повышеніе температуры.

При неизмѣнномъ объемѣ теплота должна производить лишь повышение температуры.

Въ виду этого допускають, что перешедшія въ другой видъ энергіи $(c_p - c_v) \text{ Cal}$ пошли на работу расширенія. Последняя по отд. 17 для 1° составляетъ $R \text{ mkg/kg}$.

Слѣдовательно одному килограмметру доставленной работы соответствуетъ расходъ тепла

$$A = \frac{c_p - c_v}{R} \text{ Cal.}$$

Но по отд. 8

$$R = \frac{848,5}{m}, \text{ откуда}$$

$$A = \frac{mc_p - mc_s}{848,5}.$$

Для двухатомных газовъ

$$mc_s = 4,625 + 0,00106 T \text{ (опыты Langen'a)}$$

$$mc_p = 6,615 + 0,00106 T \text{ (опыты Holborn'a и Henning'a).}$$

Отсюда

$$A = \frac{6,615 - 4,625}{848,5} = \frac{1}{427}$$

Изъ этого слѣдуетъ, что число $\frac{c_p - c_s}{R}$ имѣетъ для всѣхъ газовъ одну и ту же величину, именно $\frac{1}{427}$.

Слѣдовательно количеству тепла въ $\frac{1}{427}$ Cal, превращенному въ работу, соответствуетъ приростъ работы въ 1 mkg.

Если газъ не нагревается, а охлаждается на t° при постоянномъ давленіи (ср. пр. 2 предыд. отд.) то отъ него нужно отнять тепло $c_p \cdot t$.

Однако изъ содержащейся въ газѣ энергіи непосредственно въ видѣ тепла при этомъ охлажденіи можетъ быть отдано только $c_s \cdot t$ Cal, на томъ же основаніи, какъ раньше могло быть воспринято лишь $c_s \cdot t$ Cal.

Излишекъ $(c_p - c_s) \cdot t$, который газъ отдаетъ сверхъ этого, получается изъ механической работы вѣшняго давленія, отдаваемой газу при уменьшеніи объема и превращающейся уже въ газѣ въ тепло, и въ такомъ видѣ отводимой. Поэтому единицѣ тепла, полученной взаимнѣ механической работы соответствуетъ.

$$\frac{R}{c_p - c_s} = \frac{1}{A} = 427 \text{ mkg.}$$

Въ основаніи этого превращенія тепла въ работу и обратно лежитъ справедливый для всѣхъ явленій законъ эквивалентности тепла и работы.

Онъ гласитъ:

Если на какомъ-либо пути получается изъ тепла механическая работа, или изъ механической работы тепло, то дѣйствительно превращенной въ работу и „какъ тепло—исчезнувшей“ единицѣ тепла соответствуетъ работа 427 mkg. (Механическій эквивалентъ тепла). Обратное каждому килограмметру исчезнувшей, превращенной въ тепло механической работы, соответствуетъ появившееся на ея мѣсто количество тепла въ $\frac{1}{427}$ Cal.

Этотъ законъ открытъ въ 1842 г. Робертомъ Майеромъ. Его всеобщность была впервые подтверждена разнообразными опытами Джоуля въ 1843 г., а затѣмъ безчисленными изслѣдованіями надъ различными тѣлами и при различныхъ условіяхъ. Майеръ вычислилъ величину эквивалента посредствомъ извѣстныхъ тогда значеній c_p , c_v и R по указанному выше способу.

19. Экономическій коэффиціентъ тепловыхъ двигателей.

Паровыя машины, паровыя турбины и двигатели внутреннего сгорания суть тепловыя машины, потому что источникомъ работы ихъ является теплота, которая доставляется имъ паромъ или рабочими газами той или иной теплопроизводительности. Часть этого тепла превращается въ механическую работу при посредствѣ пара или газовъ, въ то время какъ остатокъ удаляется снова въ видѣ тепла отработаннаго пара, конденсата, отработавшихъ газовъ, охлаждающей воды. Понятно стремленіе сдѣлать первую часть этого тепла, именно тепло, совершающее въ машинѣ работу, какъ можно больше. Вслѣдствіе этого съ одной стороны уменьшается расходъ на топливо для данной нагрузки, съ другой стороны машины, при той же величинѣ, выходятъ болѣе мощными.

Лишь послѣ открытія механическаго эквивалента тепла стало вообще возможнымъ судить о степени использованія тепла въ работающей машинѣ. До этого было неизвѣстно, какой абсолютной работѣ соответствуетъ затраченное въ машинѣ тепло, и поэтому было невозможно сравненіе этого тепла съ дѣйствительной нагрузкой машины.

Подъ экономическимъ коэффиціентомъ $\eta_{\text{э}}$ понимають отношеніе полезной работы (эффективной нагрузки) машины къ абсолютной величинѣ работы, равнозначной теплотѣ, сообщенной за то же время.

По измѣренному расходу топлива C въ часъ на эффективную силу величина $\eta_{\text{э}}$ получается слѣдующимъ образомъ. Если топливо имѣетъ теплотворную способность H калорій на 1 kg или свт (или въ паровыхъ машинахъ теплосодержаніе 1 kg пара $= H \text{ Cal}$), то на одинъ сило-часъ эффективной нагрузки идетъ $C \cdot H$ калорій. Если бы это тепло полностью превратилось въ работу, то доставило бы $427 C H \text{ mkg}$ работы. Фактически же машина даетъ замѣнъ этого тепла одинъ эфф.-силочасъ $= 75.3600 \text{ mkg}$. Поэтому экономическій полезный коэффиціентъ будетъ

$$\eta_{\text{э}} = \frac{3600 \cdot 75}{427 C \cdot H} = \frac{632}{C \cdot H}$$

Примѣры. 1. Паровая локомотивъ употребляетъ на полезный силочасъ 0,9 kg угля съ теплотворной способностью 7000 Cal/kg.

Какая часть тепловой энергіи, заключенной въ углѣ, превращается въ полезную работу?

$$\eta_{\text{э}} = \frac{632}{0,9 \cdot 7000} \approx 0,10 \text{ или } 10\%$$

2. Газовый двигатель употребляет на пол. силочасъ 500 литровъ газа съ теплотворной способностью 5100 Cal/cbm.

Опредѣлить η_m .

$$\eta_m = \frac{632}{0,5 \cdot 5100} = 0,248 \text{ или } 24,8\%.$$

3. Паровая машина употребляетъ на 1 пол. силочасъ 10 kg пара¹⁾. Сколько тепла, сообщеннаго пару въ котлѣ въ количествѣ 650 Cal/kg, превращается въ механическую работу?

$$\eta = \frac{632}{10 \cdot 650} = 0,097 \text{ или } 9,7\%.$$

Въ частномъ случаѣ для пара съ теплосодержаніемъ 632 Cal/kg имѣемъ

$$\eta = \frac{1}{C},$$

гдѣ C потребление пара на силочасъ.

Тепло, расходуемое на силочасъ, т.-е. произведеніе C.H можетъ служить масштабомъ использованія тепла. Наименьшее допустимое (но невозможное) значеніе было бы C.H=632. Въ трехъ приведенныхъ выше примѣрахъ соответственно имѣемъ C.H=6300, 2550 и 6500 Cal на силочасъ.

Въ лучшихъ новыхъ локомотивахъ съ перегрѣтымъ паромъ доходятъ примѣрно до 3000 Cal на эфф. силочасъ, въ газовыхъ двигателяхъ и двигателяхъ жидкаго топлива до 2000 Cal.

20. Уравненіе тепла для газовъ; свойства газовъ при произвольномъ измѣненіи состоянія.

По отд. 15 съ каждымъ измѣненіемъ состоянія газа, за единственнымъ исключеніемъ, соединено выдѣленіе или поглощеніе тепла; съ другой стороны, каждое сообщеніе или отнятіе тепла производитъ измѣненіе состоянія газа, т.-е. измѣненіе давления, температуры и объема.

Роль, которую при этомъ играетъ теплота, ясна изъ отд. 17. Одна часть употребляется на повышеніе температуры и остается въ газѣ непосредственно въ видѣ тепла; другая часть „какъ тепло“ исчезаетъ и идетъ на абсолютную работу газа, „превращается въ работу“. Для общаго случая неважно, остается ли неизмѣннымъ давленіе (какъ въ отд. 17), или нѣтъ.

Если килограммъ газа испытываетъ повышеніе температуры отъ t_1 до t_2 , то приращеніе непосредственно тепла при всякихъ обстоятельствахъ представляется въ видѣ $c_v(t_2 - t_1)$, при чемъ безразлично, мѣняются или нѣтъ объемъ и давленіе. Этотъ законъ установленъ опытнымъ путемъ; онъ вполнѣ справедливъ только для идеальныхъ газовъ.

Для действительныхъ газовъ его нужно разсматривать, какъ приближеніе тѣмъ болѣе точное, чѣмъ далѣе онъ удаленъ отъ состоянія насыщенія.

Слѣдовательно при любомъ измѣненіи состоянія непосредственно на нагреваніе идетъ количество тепла $c_v(t_2 - t_1)$. Если же при

¹⁾ Лучше бы не смѣшивать „экономич. коэф. Грассгофа“ (эфф. работа на единицу тепла топлива) съ „термическимъ коэф.“ (эфф. работа на единицу тепла, располагаемаго въ процессѣ, напр. въ видѣ теплоты пара). *Примѣч. редактори.*

этомъ измѣненіи состоянія совершена абсолютная работа газа L , то теплота, пошедшая на это будетъ $\frac{1}{427} L = A.L.$

Назвавъ черезъ Q полное количество тепла, сообщаемое одному kg , имѣемъ

$$Q = c_v \cdot (t_2 - t_1) + A.L.$$

Если газъ не производитъ работу (расширеніе), а воспринимаетъ ее извнѣ (сжатіе), то $+A.L$ нужно замѣнить на $-A.L.$

L представляется площадью рабочей діаграммы (отд. 14). Такъ какъ $t_2 - t_1 = T_2 - T_1$, то

$$Q = c_v \cdot (T_2 - T_1) \pm A.L.$$

Для начального состоянія

$$p_1 v_1 = RT_1,$$

для конечнаго

$$p_2 v_2 = RT_2;$$

поэтому

$$Q = \frac{c_v}{R} (p_2 v_2 - p_1 v_1) \pm A.L.$$

По отд. 18

$$c_p - c_v = AR,$$

откуда

$$\frac{R}{c_v} = \frac{1}{A} \left(\frac{c_p}{c_v} - 1 \right),$$

поэтому при

$$\frac{c_p}{c_v} = k, \text{ получаемъ } \frac{c_v}{R} = \frac{A}{k-1}$$

Слѣдовательно, количество тепла Q , сообщенное одному kg газа

$$Q = \frac{A}{k-1} \cdot (p_2 v_2 - p_1 v_1) \pm A.L.$$

Для произвольнаго количества газа $G \text{ kg}$

$$Q_G = \frac{A}{k-1} \cdot (p_2 V_2 - p_1 V_1) \pm A.L_G,$$

такъ какъ

$$L_G = GL$$

и

$$Gv_2 = V_2, \quad Gv_1 = V_1$$

Соотношенія между c_p , c_v , k и R дальше будутъ встрѣчаться часто. Главнѣйшія изъ нихъ

$$\frac{c_p}{c_v} = k;$$

$$\frac{AR}{c_v} = k - 1; \quad \frac{c_v}{AR} = \frac{1}{k-1},$$

$$\frac{AR}{c_p} = \frac{k-1}{k}; \quad \frac{c_p}{AR} = \frac{k}{k-1}$$

Выведенное выражение для Q_s можно применить напр. въ слѣдующемъ случаѣ. Пусть для общаго, совершенно произвольнаго, измѣненія состоянія, напр. расширенія или сжатія въ газовыхъ двигателяхъ или воздушныхъ компрессорахъ, извѣстенъ видъ рабочей диаграммы; тогда, планиметрируя соответствующую часть диаграммы, можно вычислить количество тепла, перешедшее въ газъ или отведенное изъ него стѣнками. (Понятно, нельзя брать тѣ точки диаграммы, между которыми измѣняется количество газа).

Выраженіе тепла въ томъ случаѣ, когда теплоемкость c_s зависитъ отъ температуры. Въмѣсто $c_s (T_2 - T_1)$ въ этомъ случаѣ видимая теплота, сообщенная газу (или имъ отданная) будетъ

$$\left(Q_s \right)_{T_1}^{T_2} = (c_s)_m \cdot (T_2 - T_1),$$

величина эта можетъ быть найдена по табл. I, если извѣстны T_1 и T_2 .

Выраженіе тепла тогда будетъ

$$\begin{aligned} Q &= (c_s)_m (T_2 - T_1) + AL = \\ &= \left(Q_s \right)_{T_1}^{T_2} + AL. \end{aligned}$$

Разность температуръ $T_2 - T_1$ получается изъ pV диаграммы въ видѣ выраженія

$$T_2 - T_1 = T_1 \left(\frac{p_2 V_2}{p_1 V_1} - 1 \right) = T_2 \left(1 - \frac{p_1 V_1}{p_2 V_2} \right).$$

Для любого количества газа G kg

$$Q_s = G \cdot Q = \frac{p_1 V_1}{RT_1} \cdot Q,$$

слѣдовательно

$$Q_s = \frac{p_1 V_1}{RT_1} \cdot \left(Q_s \right)_{T_1}^{T_2} + A \cdot L_s.$$

Выраженіе тепла для безконечно малаго измѣненія состоянія.

Каждое измѣненіе состоянія между двумя произвольными предѣлами p_1 и p_2 , v_1 и v_2 , T_1 и T_2 получается вслѣдствіе непрерывныхъ безконечно малыхъ измѣненій величинъ p , v , T . Это показано на кривой $p = f(v)$ (фиг. 18).

Безконечно малое количество тепла dQ , которое должно при подобномъ элементарномъ измѣненіи состоянія сообщаться газу (или отниматься отъ него), можно выразить такъ же, какъ и для конечнаго измѣненія состоянія. Въ уравненіи

$$Q = c_s (T_2 - T_1) + AL$$

вмѣсто $T_2 - T_1$ появится dT , на мѣсто L „элементарная работа“ dL , которая по отд. 14 выражается черезъ $p dv$; слѣдовательно, имѣемъ

$$dQ = c_v dT + A p dv.$$

Это уравненіе справедливо какъ при постоянной, такъ и при перемѣнной теплоемкости c_v . (ср. отд. 24).

Въ дальнѣйшемъ, при пользованіи этимъ уравненіемъ слѣдуетъ имѣть въ виду послѣднее замѣчаніе.

Уравненіе для элементарнаго измѣненія состоянія. Въ началѣ измѣненія

$$pv = RT,$$

въ концѣ

$$(p + dp)(v + dv) = R(T + dT),$$

или

$$pv + pdv + vdp + dpdv = RT + RdT.$$

Вычитаемъ первое изъ второго

$$pdv + vdp + dpdv = RdT$$

и дѣлимъ на dp

$$p \frac{dv}{dp} + v + dv = R \frac{dT}{dp}$$

$\frac{dv}{dp}$ въ pv діаграммѣ (фиг. 18) есть мѣра наклона кривой въ соответствующемъ мѣстѣ ($\cotg \varphi$), слѣдовательно имѣетъ опредѣленную конечную величину. Подобнымъ же образомъ $\frac{dT}{dp}$ есть мѣра наклона кривой $p = f(t)$, видъ которой можно опредѣлить по кривой $p = f(v)$. Такимъ образомъ, послѣднее уравненіе содержитъ лишь конечныя величины, кромѣ бесконечно малой величины dv . Въ предѣлѣ этой величиной можно пренебречь передъ другими, и тогда

$$p \frac{dv}{dp} + v = R \frac{dT}{dp}$$

или проще

$$p \cdot dv + v \cdot dp = R \cdot dT.$$

(Уравненіе бесконечно малаго измѣненія состоянія).

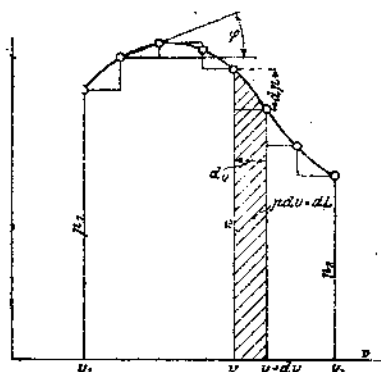
Рѣшая его совместно съ уравненіемъ тепла, можно исключить одну изъ величинъ dp , dv или dT и, такимъ образомъ, получить зависимость между p , v (или p , T или v , T) если dQ известно; или наоборотъ опредѣлить элементарное приращеніе тепла dQ , задавшись кривой $p = f(v)$.

такъ какъ

$$dT = \frac{1}{R} (pdv + vdp).$$

то

$$dQ = \frac{c_v}{R} (pdv + vdp) + A p dv.$$



Фиг. 18.

Но

$$\frac{c_v}{R} = \frac{A}{k-1},$$

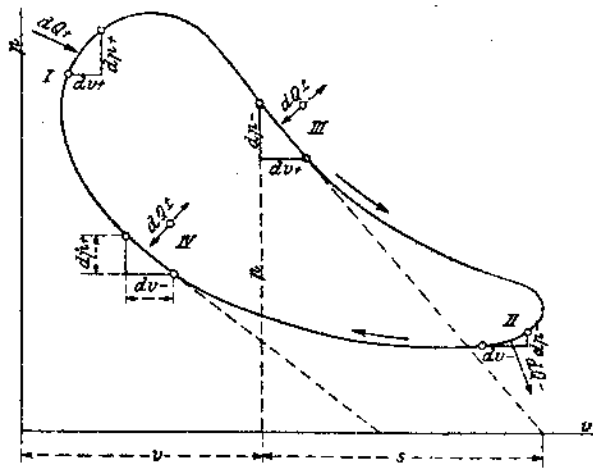
тогда

$$\frac{dQ}{A} = \frac{1}{k-1} v dp + \frac{k}{k-1} p dv,$$

или

$$\frac{1}{A} \frac{dQ}{dv} = \frac{v}{k-1} \left(\frac{dp}{dv} + k \frac{p}{v} \right).$$

Пользуясь этим соотношением, можно решить, сообщается или отдается тепло въ данномъ мѣстѣ кривой $p = f(v)$ (фиг. 19).



Фиг. 19.

А именно, если при возрастающемъ объемѣ (dv положительно) правая часть положительна, то dQ тоже положительно, тепло сообщается; обратно „ $-dQ$ “ означало бы отводъ тепла.

Если при уменьшающемсяъ объемѣ (сжатіе, dv отрицательно) правая часть положительна, dQ будетъ отрицательно (отводъ тепла) и наоборотъ.

Надо значитъ опредѣлить, положительное или отрицательное значеніе имѣетъ величина $\frac{dp}{dv} + k \frac{p}{v}$

Если при возрастающемъ объемѣ растетъ и давленіе (dp и dv положительны), пунктъ I, то при этомъ всегда происходитъ сообщеніе тепла.

Если давленіе падаетъ, вмѣстѣ съ уменьшеніемъ объема, пунктъ II, то выраженіе будетъ снова положительно, но при этомъ будетъ имѣть мѣсто отводъ тепла, такъ какъ dv отрицательно.

Затѣмъ, если давленіе падаетъ и вмѣстѣ съ тѣмъ объемъ увеличивается (пунктъ III, расширеніе), то такъ какъ dp отрицательно, dv положительно, выраженіе $\frac{dp}{dv} + k \frac{p}{v}$ можетъ быть или положитель-

нымъ или отрицательнымъ. Газъ будетъ сообщать или отдавать тепло, смотря по тому, будетъ ли по абсолютной величинѣ

$$\frac{dp}{dv} < k \frac{p}{v}$$

По фиг. 19.

$$\frac{dp}{dv} = \frac{p}{s}$$

Неравенство при этомъ получить видъ

$$\frac{p}{s} < k \frac{p}{v}$$

или

$$\frac{v}{s} < k.$$

Значитъ, если отношеніе абсциссы v къ подкасательной s меньше k , то при расширеніи имѣетъ мѣсто сообщеніе, если оно больше k , то отнятіе тепла.

При сжатіи (пунктъ IV) наоборотъ, dv отрицательно, и поэтому $\frac{dQ}{dv}$ должно быть отрицательнымъ, чтобы dQ было положительно. При $\frac{v}{s} < k$ имѣетъ мѣсто отнятіе тепла.

Слѣдовательно, легче всего рѣшить вопросъ, проводя касательную къ данной кривой $p = f(v)$.

21. Измѣненіе состоянія при постоянной температурѣ.

(Изотермическое измѣненіе).

При постоянной температурѣ давленіе обратно пропорціонально объему

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{v_2}{v_1}.$$

Откуда

$$p_1 v_1 = p_2 v_2.$$

или

$$pv = \text{Const.}$$

Слѣдовательно, кривая давленій представляетъ равностороннюю гиперболу.

Если давленіе и объемъ заданы въ начальномъ состояніи точкой A (фиг. 20), то легко можно найти конечный пунктъ B , который соотвѣтствуетъ увеличенію объема отъ v_1 до v_2 .

Проведемъ черезъ A горизонталь и вертикаль, а черезъ O лучъ OB'' . Черезъ точку A'' , гдѣ онъ встрѣчаетъ вертикаль, проведемъ го-

ризонталь, которая пересѣчетъ вертикаль изъ B'' въ B . Это—искомый конечный пунктъ.

Доказательство: Имѣемъ соотношеніе

$$B' B'' : A' A'' = OB' : OA',$$

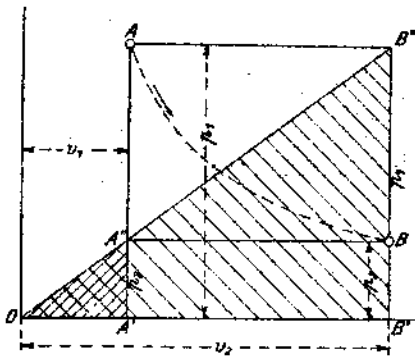
или

$$p_1 : p_2 = v_2 : v_1,$$

что и требовалось.

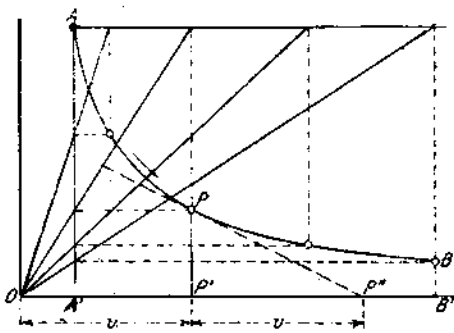
Отсюда получается извѣстное построение для линій расширенія (фиг. 21) и сжатія (фиг. 22), начиная отъ A .

Правило: Черезъ A нужно провести горизонталь и вертикаль, а изъ O произвольные лучи; черезъ точки ихъ встрѣчи съ прежними горизонтальною и вертикалью проводить новыя.

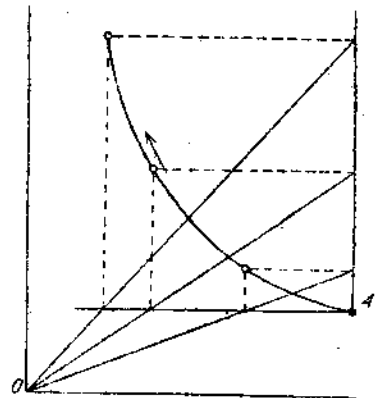


Фиг. 20.

Эти послѣднія встрѣчаются въ точкахъ гиперболы.



Фиг. 21.



Фиг. 22.

Изотермы для разныхъ температуръ.

Каждой гиперболѣ въ pv диаграммѣ соответствуетъ опредѣленная температура, которая получается изъ уравненія состоянія $pv = RT$ въ видѣ

$$T = \frac{pv}{R}$$

Гиперболамъ, лежащимъ выше (болѣе высокое давленіе при томъ же объемѣ), соответствуютъ высшія, лежащимъ ниже—низшія температуры.

Если абсциссы pv диаграммы представляютъ не удѣльные, а полные объемы, то температура изотермы можетъ быть опредѣлена лишь при заданномъ рабочемъ вѣсѣ; при этомъ

$$T = \frac{pV}{GR}.$$

Изъ любой гиперболы можно получать гиперболы лежащія выше или ниже пропорціональнымъ уменьшеніемъ или увеличеніемъ ординатъ (или абсциссъ). Касательную къ гиперболѣ удобно построить на томъ основаніи, что P'' въ фиг. 21 настолько же удалено отъ P , какъ P' отъ O . ($P'P'' = OP'$).

Абсолютная работа газа L , которая при расширеніи отдается, а при сжатіи воспринимается, равна площади $ABBA'$ (фиг. 21). Вслѣдствіе извѣстнаго свойства равносторонней гиперболы эта площадь равна

$$L = p_1 v_1 \ln \frac{p_1}{p_2}$$

или

$$L = p_1 v_1 \ln \frac{v_2}{v_1}$$

Для вычисленія удобнѣе логарисмы съ основаніемъ 10. Для нихъ

$$L = 2,303 p_1 v_1 \log \frac{p_1}{p_2}$$

(для 1 *kg* газа),

$$L_G = 2,303 p_1 V_1 \log \frac{p_1}{p_2}$$

(для произвольнаго количества газа).

Количество тепла, которое сообщается на пути отъ A до B , находится изъ уравненія

$$Q = c_v \cdot (T_2 - T_1) \pm AL.$$

Такъ какъ $T_2 = T_1$, то первый членъ отпадаетъ и $Q = +AL$.

Слѣдовательно, чтобы при расширеніи температура не падала, должно быть подведено количество тепла, эквивалентное произведенной абсолютной работѣ газа.

Это можно выразить и такъ: при изотермическомъ расширеніи въ абсолютную работу газа превращается все сообщенное тепло, и только оно.

Для изотермическаго сжатія (отд. 20) имѣемъ.

$$Q = -AL.$$

Поэтому, чтобы при сжатіи температура не увеличивалась, нужно отвести количество тепла, эквивалентное абсолютной работѣ сжатія. При изотермическомъ сжатіи вся абсолютная работа сжатія превращается въ тепло, и уносится охлаждающей водой.

Если кривая $p = f(v)$ должна совпадать вся съ гиперболой, то въ каждое мгновеніе нужно подводить или отводить количество тепла эквивалентное элементу работы. По отд. 20 $dQ = A p dv$, именно при расширеніи $+dQ$ и $+dv$, и при сжатіи $-dQ$ и $-dv$.

Трудно осуществить изотермическое измѣненіе при очень быстро протекающихъ процессахъ. Законъ отвода тепла для этого случая получается очень сложнымъ. Оста-

ется только тамъ, гдѣ это измѣненіе состоянія цѣлесообразно, употреблѣть равномерное сильное охлажденіе.

Примѣры (ср. также отд. 3, законъ Бойль-Мариотта).

1. Воздухъ при давленіи p_0 сжимаютъ изотермически до давленія p at abs. Определить затрачиваемую абсолютную работу сжатія и количество тепла, которое нужно отнять отъ воздуха во время сжатія? Единицей служить 1 cbm сжатого воздуха.

Такъ какъ p дано въ at abs., то

$$L = 2,303 \cdot 10000 p V \log \frac{p}{p_0}.$$

Поэтому при

$$V = 1 \text{ cbm}$$

$$L = 23030 p \log \frac{p}{p_0} \text{ mkg/cbm.}$$

$$Q = \frac{1}{427} L.$$

При $p_0 = 1 \text{ kg/qcm}$ имѣемъ для

$p = 1,5$	3	6	9	15 kg/qcm abs.
$L = 6100$	32950	107400	197500	406000 mkg/cbm
$Q = 14,3$	77,2	252	463	952 Cal/cbm.

22. Измѣненіе состоянія безъ сообщенія или отнятія теплоты.

(Адиабатическое измѣненіе).

Если при механическомъ сжатіи газа температура не должна мѣняться, то нужно у него (отд. 21) отнять определенное количество тепла; въ противномъ случаѣ температура будетъ возрастать. Если при расширеніи сжатого газа температура должна оставаться постоянной, то къ нему нужно подводить тепло, иначе температура падаетъ.

Найдемъ измѣненія температуры, объемовъ, давленій и работу газа въ томъ случаѣ, когда газъ сжимается или расширяется, не отдавая и не воспринимая извнѣ тепла.

Для расширенія и сжатія газовъ въ двигателяхъ это измѣненіе состоянія очень важно. Правда, металлическіе цилиндры не обладаютъ свойствами изоляторовъ тепла, и замѣтно охлаждаются или нагреваются, смотря по обстоятельствамъ, но адиабатическое измѣненіе является въ этомъ случаѣ идеальнымъ; при немъ отдача работы происходитъ цѣликомъ за счетъ теплосодержанія газа. Во время расширенія при быстромъ ходѣ машинъ обмѣнъ тепла между газомъ и стѣнками не очень великъ.

Уравненіе тепла

$$Q = c_v (T_2 - T_1) \pm AL.$$

при $Q = 0$ даетъ

$$-c_v (T_2 - T_1) = \pm AL.$$

Для $+AL$ (расширеніе) поэтому $T_2 - T_1 < 0$, т. е. $T_2 < T_1$. Температура падаетъ. Работа расширенія равна $\frac{c_v}{A} (T_1 - T_2)$ и эквивалентна теплу, потерянному газомъ.

Для „ $-AL$ “ (сжатіе) $T_2 > T_1$, чтобы лѣвая часть уравненія тоже была отрицательной; температура повышается. Увеличеніе тепла

газа, соответствующее нагреванию на $T_2 - T_1$, а именно $c_v(T_2 - T_1)$, измѣряется количествомъ AL , эквивалентнымъ работѣ сжатія L .

При адиабатическомъ измѣненіи состоянія абсолютная работа сжатія полностью превращается въ тепло газа, а вся абсолютная работа расширенія, получается исключительно изъ тепла самого газа.

Работа газа, кривая давленій. При начальномъ состояніи (фиг. 23)

$$p_1 v_1 = RT_1,$$

при конечномъ

$$p_2 v_2 = RT_2.$$

Послѣ вычитанія

$$T_2 - T_1 = \frac{p_2 v_2 - p_1 v_1}{R}.$$

Поэтому работа газа

$$\pm L = \frac{c_v}{AR} (p_1 v_1 - p_2 v_2),$$

или при

$$\frac{c_v}{AR} = \frac{1}{k-1} \quad (\text{см. отд. 20})$$

$$\pm L = \frac{1}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2).$$

L равно площади $ABV'A'$, гдѣ AB есть адиабата $p = f(v)$. Эта кривая по последнему уравненію должна быть такого рода, чтобы ея площадь между двумя ординатами p_1 и p_2 была въ $(k-1)$ разъ меньше разности прямоугольниковъ $p_1 v_1$ и $p_2 v_2$. Этому требованію удовлетворяетъ лишь одна опредѣленная группа кривыхъ. Легко найти и еще одно свойство адиабаты $p = f(v)$.

Для элементарнаго измѣненія состоянія выраженіе тепла (см. отд. 20) будетъ

$$dQ = c_v dT + A p dv.$$

При $dQ = 0$

$$c_v dT = -A p dv.$$

Уравненіе состоянія (см. отд. 20) даетъ

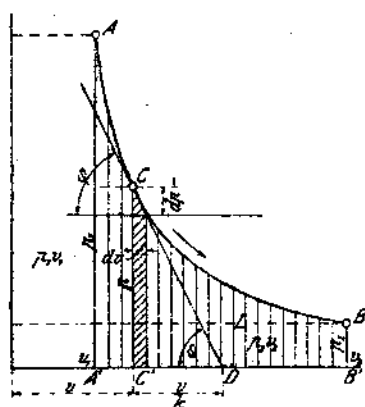
$$p dv + v dp = R dT.$$

Исключивъ dT изъ этихъ двухъ уравненій, получаемъ

$$-v dp = p dv \left(1 + \frac{AR}{c_v} \right)$$

На основаніи отд. 20 имѣемъ

$$\frac{AR}{c_v} = k - 1,$$



Фиг. 23.

слѣдовательно

$$1 + \frac{AR}{c_v} = k,$$

поэтому

$$\frac{dp}{dv} = -k \frac{p}{v}.$$

Это выраженіе опредѣляетъ направление касательной къ адиабатѣ $p=f(v)$ въ любой точкѣ съ координатами p, v . По фиг. 23 имѣемъ

$$\operatorname{tg} \varphi = -\frac{dp}{dv},$$

поэтому

$$CD = \frac{CC'}{\operatorname{tg} \varphi} = \frac{p}{\operatorname{tg} \varphi}.$$

При

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{kp}{v}$$

будетъ

$$CD = \frac{v}{k}.$$

CD есть проекція касательной CD на ось абсциссъ (подкасательная), для всѣхъ точекъ адиабаты она въ k разъ меньше соответствующей абсциссы.

Этимъ геометрическимъ свойствомъ, а также и выведеннымъ выше свойствомъ площади, обладаютъ всѣ кривыя ¹⁾, уравненіе которыхъ въ системѣ координатъ p, v имѣетъ видъ

$$pv^k = \text{const.}$$

Это выраженіе называется также закономъ Пуассона. Мы будемъ его вездѣ называть уравненіемъ адиабаты.

Для всѣхъ двухатомныхъ газовъ $k = \frac{c_p}{c_v}$ одинаково по величинѣ; при обыкновенныхъ температурахъ $k = 1,4$ (см. отд. 10). Слѣдовательно, эти газы имѣютъ одинаковыя адиабаты. (Напротивъ, для метана $k = 1,31$, для этилена $k = 1,24$ и аргона $k = 1,67$).

Измѣненіе температуры. Изъ уравненій состоянія для начала и для конца процесса получается

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{p_2 v_2}{p_1 v_1}.$$

Въ виду

$$p_1 v_1^k = p_2 v_2^k$$

или

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^k.$$

¹⁾ Простое математическое представленіе ср. F. Ebner, Technisch wichtige Kurven, Leipzig, Teubner.

получается

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1}$$

а при

$$\frac{v_2}{v_1} = \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{1}{k}}$$

получимъ

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}}.$$

Механическую работу при адиабатическомъ измѣненіи состоянія можно опредѣлить или по измѣненію температуры въ видѣ

$$L = \frac{c_v}{A} (T_1 - T_2)$$

или по измѣненію давленія и объема въ видѣ

$$L = \frac{1}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2).$$

Если на основаніи уравненія адиабаты сюда подставить

$$p_2 = p_1 \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^k,$$

то L выражается въ зависимости лишь отъ измѣненія объема.

$$L = \frac{p_1 v_1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1} \right]$$

подобнымъ же образомъ по измѣненію давленія

$$L = \frac{p_1 v_1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]$$

Смотря по обстоятельствамъ, примѣняется то или иное изъ этихъ четырехъ выраженій. Они выведены для 1 kg газа. Для произвольнаго объема газа V (вѣсъ G) нужно вездѣ замѣнить v черезъ V . Это уравненіе можно преобразовать еще такъ

$$L = \frac{p_1 V_1}{k-1} \cdot \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right)$$

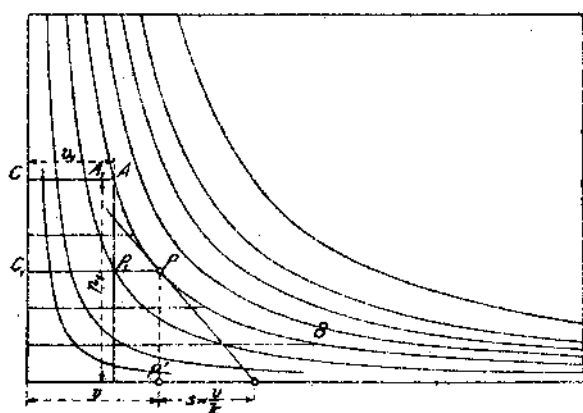
Построеніе адиабаты. Пусть даны точка A и показатель k . Начертить адиабату.

1) Способъ вычисленія точекъ наиболѣе точенъ и приводитъ скорѣе всего къ цѣли

Пусть напр. въ A (фиг. 24) $p_1 = 55$ mm., $v_1 = 23$ mm. Тогда для $p = 40, 30, 20, 10$ mm. абсциссы будутъ $v = 23 \cdot \left(\frac{55}{40} \right)^{\frac{1}{1.4}} = 28,8$ mm. (дальше соотв. 35,8; 43,0; 79 mm). Получается адиабата AB .

Всякую другую адиабату (напр. проходящую через A_1) получают, дѣля абсциссу кривой AB въ отношеніи $CA_1 : CA$, и соединяя точки дѣленія (P_1).

Фиг. 24 содержитъ группу адиабатъ, къ которымъ по этому способу легко можно прибавить сколько угодно новыхъ.



Фиг. 24.

2) Графическій приемъ. а) По Брауеру (фиг. 25). Изъ O подь произвольнымъ угломъ α къ оси объемовъ приводятъ лучъ. Второй лучъ приводятъ подь угломъ β къ оси давленій, при чемъ β выбираютъ такъ, чтобы

$$\operatorname{tg} \beta = (1 + \operatorname{tg} \alpha)^k - 1.$$

Затѣмъ вычерчиваютъ, начиная отъ A , зигзаговидную линію, указанную стрѣлкой. Параллели должны быть наклонены подь 45° къ оси.

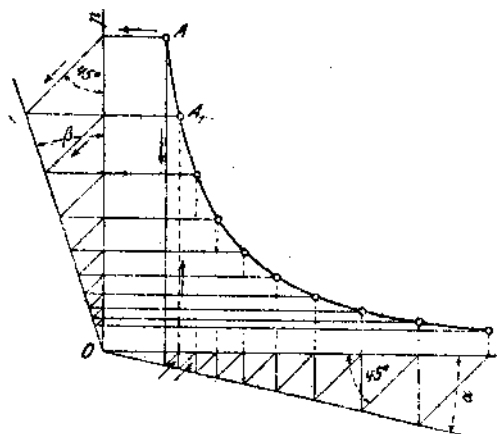
Чѣмъ больше выбираютъ α , тѣмъ дальше будутъ отстоять другъ отъ друга точки.

Построеніе должно быть выполнено очень тщательно, такъ какъ всѣ мелкія ошибки при вычерчиваніи въ слѣдующихъ точкахъ складываются.

б) Если даны двѣ точки (A и A_1), то оба угла α и β могутъ быть выбраны произвольно. Направленіе параллелей находится построеніемъ.

Опредѣленіе показателя k по индикаторной діаграммѣ.

Проводятъ въ соотвѣтствующей точкѣ P касательную (фиг. 24). Раздѣливъ абсциссу на отрезокъ s между основаніемъ ординаты и пересѣченіемъ оси съ касательной, получаютъ экспонентъ $k = \frac{v}{s}$.



Фиг. 25.

На индикаторной диаграммѣ k большею частью въ разныхъ мѣстахъ болѣе или менѣе различенъ, т. е. процессъ не чисто адиабатическій (ср. еще отд. 24).

Примѣры. 1. Объемъ смѣси свѣтлѣнаго газа и воздуха при 0.9 at abs и 50° уменьшенъ адиабатическимъ сжатіемъ въ пять разъ, $k=1.38$.

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{1.38}; p_2 = 0.9 \cdot 5^{1.38} = 8.295 \text{ at abs.}$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k-1}; T_2 = (273 + 50) \cdot 5^{0.38} = 595 \text{ abs.}; t_2 = 595 - 273 = 322^{\circ}.$$

2 Сжатый воздухъ при 4 at сверхдавленія и 40° расширяется въ цилиндрѣ до 0.5 at. сверхдавленія. Во сколько разъ увеличивается объемъ; какъ велика конечная температура?

$$\frac{v_2}{v_1} = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{1}{k}}$$

$$\log \frac{v_2}{v_1} = \frac{1}{1.41} \log \frac{4 + 1.033}{0.5 + 1.033} = 0.3659.$$

$$v_2 = 2.322 v_1,$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{0.5 + 1.033}{4 + 1.033}\right)^{\frac{0.41}{1.41}} = \frac{1}{1.414},$$

поэтому

$$T_2 = \frac{273 + 40}{1.414} = 221 \text{ abs.}; t_2 = -52^{\circ}.$$

3. До какого давленія нужно сжать адиабатически смѣсь воздуха и паровъ бензина, чтобы отъ повышенія температуры наступило самовоспламенение?

Температура вспышки круглымъ числомъ 550° . Начальная температура 125° ; $k=1.4$.

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}},$$

поэтому

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{273 + 550}{273 + 125}\right)^{\frac{1.4}{0.4}} = 12.70.$$

Такъ, для $p_1 = 0.8 \text{ at abs}$

$$p_{2\text{max}} = 0.8 \cdot 12.7 = 10.16 \text{ at. abs.}$$

или

9.13 at. сверхдавленія.

4. Въ дизель-моторѣ сжимаютъ воздухъ такъ сильно, чтобы его температура превысила температуру воспламененія керосина. Какой величины нужно выбрать (наименьшее) пространство сжатія относительно всего объема цилиндра, и какъ высоко конечное давленіе сжатія, если конечная температура должна быть 850° ? Начальная температура 100° ; $k=1.4$.

Такъ какъ

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k-1},$$

то

$$\frac{v_1}{v_2} = \left(\frac{273 + 850}{273 + 100}\right)^{\frac{1}{0.4}} = 15.73$$

или

$$v_2 = 0,0636v_1,$$

т. е. 6,36% полного объема, или

$$100 \cdot \frac{v_2}{v_1 - v_2} = \frac{100}{14,73} = 6,8\% \text{ рабочего объема.}$$

Дальше

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{v_1 T_2}{v_2 T_1} = 15,73 \cdot 3,01 = 47,4.$$

Поэтому при

$$p_1 = 0,9 \text{ at abs.}$$

$$p_2 \approx 42,8 \text{ at abs.}$$

23. Кривые $p=f(v)$. Политропическое изменение состояния, или изменение состояния при постоянной теплоемкости.

Если газ сжать механически, одновременно больше или меньше охлаждая его, то вся абсолютная работа сжатия газа превращается в тепло. На основании общего выражения тепла для сжатия газа

$$Q = c_v(T_2 - T_1) - AL \text{ (отд. 20)}$$

имеемъ

$$AL = c_v(T_2 - T_1) - Q.$$

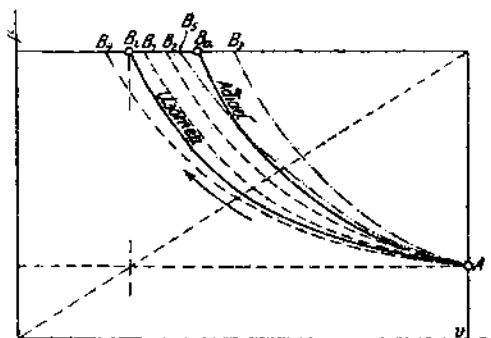
При отнятии тепла Q отрицательно, тогда

$$AL = c_v(T_2 - T_1) - (-Q) = c_v(T_2 - T_1) + Q,$$

т. е. сумма вновь возникшаго въ газѣ тепла $c_v(T_2 - T_1)$ и отнятаго тепла Q равна тепловому эквиваленту работы газа AL .

Характеръ изменения давления при различныхъ возможныхъ способахъ сжатия обуславливается исключительно тѣмъ, какая часть

употребленной для сжатия работы остается въ газѣ въ видѣ тепла, и какая отнимается путемъ теплопередачи и лучеиспускания. При изотермическомъ сжатии (отд. 21) вся работа сжатия переходитъ въ видѣ тепла въ охлаждающую воду, при адиабатическомъ сжатии, напротивъ, вся остается въ газѣ. Поэтому эти двѣ линіи сжатія проходятъ различно.



Фиг. 26.

По мѣрѣ увеличенія охлаждения линія $p=f(v)$ проходитъ ниже адиабаты по AB_1 , AB_2 и т. д., съ изотермой AB_1 фиг. 26 она сливается лишь тогда, когда отводится количество тепла эквивалентное абсолютной работѣ сжатія.

Если охлажденіе настолько сильно, что все время при сжатіи температура падаетъ, то кривая $p=f(v)$ проходитъ ниже изотермы, напр. по AB_4 .

Если во время сжатія, вмѣсто охлажденія, газъ нагреваютъ, то получается кривая выше адиабаты, напр. AB_3 . Кривая $p=f(v)$ можетъ пройти даже по AB_5 , напр., при охлаждаемомъ центробѣжномъ вентиляторѣ, гдѣ газъ нагревается внутри, благодаря тренію и вихрямъ, и въ то же время снаружи охлаждается.

При расширеніи газа съ подводомъ тепла будетъ превращаться въ механическую работу вся подведенная теплота (Q) и еще часть $c_v(T_1 - T_2)$ собственного тепла газа до тѣхъ поръ, пока температура газа падаетъ ($T_2 < T_1$). Это слѣдуетъ непосредственно изъ выраженія тепла для расширенія газа

$$Q = c_v(T_1 - T_2) + AL,$$

если его написать въ видѣ

$$AL = Q + c_v(T_1 - T_2)$$

И здѣсь также видъ соответствующихъ кривыхъ $p=f(v)$ фиг. 27 зависитъ лишь отъ того, какая часть работы газа получается отъ сообщенія тепла извнѣ, и какая отъ затраты собственной теплоты газа.

Адиабата AB_4 получается, если вся работа газа доставляется только за счетъ собственной теплоты; изотерма AB_1 — при работѣ только за счетъ теплоты извнѣ. Если же во время расширенія сообщается количество тепла недостаточное, чтобы получилась изотерма, то линія $p=f(v)$ проходитъ между изотермой и адиабатой, напр. AB_2 .

Если же подводится столько тепла, что несмотря на расширеніе температура растетъ, напр. при расширеніи подъ постояннымъ давленіемъ, AB_3 , при сгораніи въ двигателяхъ Дизеля, или при слишкомъ медленномъ сгораніи въ газовомъ двигателѣ, AB_4 или AB_5 , то линія $p=f(v)$ проходитъ выше изотермы AB_1 . Выраженіе тепла въ видѣ

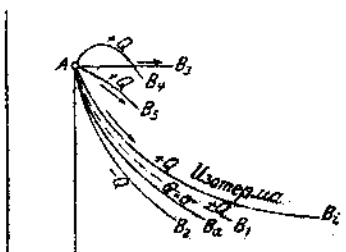
$$AL = Q - c_v(T_2 - T_1)$$

показываетъ въ этомъ случаѣ, что превращается въ работу не все сообщенное тепло, ибо часть его идетъ на приращеніе $c_v(T_2 - T_1)$ собственной теплоты газа.

Если наконецъ тепло отводится, и въ то же время объемъ растетъ, то линія $p=f(v)$ проходитъ подъ адиабатой, напр. AB_6 .

Линіи $p=f(v)$ могутъ вообще принимать какую угодно форму, смотря по количеству тепла сообщаемого 1 *kg* газа и по способу его распредѣленія при измѣненіи состоянія.

Особенно простыя кривыя получаются, если подводимое (или отводимое) тепло Q распредѣляется такъ, что на увеличеніе собственной теплоты, т.-е. повышеніе температуры, всегда идетъ одинаковая часть ϕQ , тогда какъ остатокъ $(1 - \phi) Q$ превращается въ работу.



Фиг. 27.

Тогда

$$\phi Q = c_v (T_2 - T_1)$$

или

$$Q = \frac{c_v}{\phi} (T_2 - T_1).$$

Постоянную величину

$$c = \frac{c_v}{\phi}$$

можно назвать теплоемкостью потому, что она представляет тепло идущее въ этомъ случаѣ на повышение (или понижение) температуры на 1°. Въ общемъ случаѣ измѣненія состоянія эта величина мѣняется съ температурой (ср. отд. 25), тогда какъ въ этихъ частныхъ случаяхъ она постоянна.

Видъ соответствующей кривой $p = f(v)$ называемой политропой легко найти, исключая изъ выраженія тепла T_2 и T_1 съ помощью уравненія состоянія.

Перепишемъ уравненіе

$$Q = c_v (T_2 - T_1) \pm AL$$

въ видѣ

$$\pm AL = \frac{c_v}{\phi} (T_2 - T_1) - c_v (T_2 - T_1),$$

или

$$\pm AL = (c - c_v) (T_2 - T_1).$$

Отсюда при

$$T_1 = \frac{p_1 v_1}{R}, \quad T_2 = \frac{p_2 v_2}{R}$$

получаемъ

$$\pm L = \frac{c - c_v}{AR} (p_2 v_2 - p_1 v_1),$$

но

$$AR = c_p - c_v$$

поэтому

$$\pm L = \frac{c_v - c}{c_p - c_v} (p_1 v_1 - p_2 v_2).$$

Поэтому политропа подобно адиабатѣ, обладаетъ тѣмъ свойствомъ, что ея площадь (L) между двумя ординатами вездѣ въ одинаковое число разъ $\left(\frac{c_v - c}{c_p - c_v} \right)$ больше разности прямоугольниковъ $p_2 v_2$ и $p_1 v_1$. Такъ что это кривая того же рода, что и адиабата, т.-е. обобщенная гипербола, ея уравненіе

$$pv^m = const,$$

гдѣ вмѣсто k стоитъ m .

Площадь подобной кривой по отд. 22 будетъ

$$L = \frac{1}{m-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2).$$

Для опредѣленія m служить выраженіе

$$\frac{1}{m-1} = \frac{c_p - c}{c_p - c_v}$$

Отсюда

$$m = \frac{c_p - c}{c_v - c}$$

и обратно

$$c = \frac{mc_v - c_p}{m-1} = c_v \frac{m-k}{m-1}, \quad \text{гдѣ } k = \frac{c_p}{c_v}$$

Отведенное (соотв. сообщенное) тепло будетъ

$$Q = c (T_2 - T_1)$$

Измѣненіе температуры находится какъ и при адиабатѣ

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{m-1}{m}} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{m-1}$$

Обобщающее значеніе политропическаго измѣненія.

Изложенные раніе простые случаи измѣненія состоянія могутъ быть представлены, какъ частные случаи политропическаго (Отсюда и названіе „политропическій“ — „многообразный“)

Въ самомъ дѣлѣ, изъ уравненія

$$pv^m = \text{const.}$$

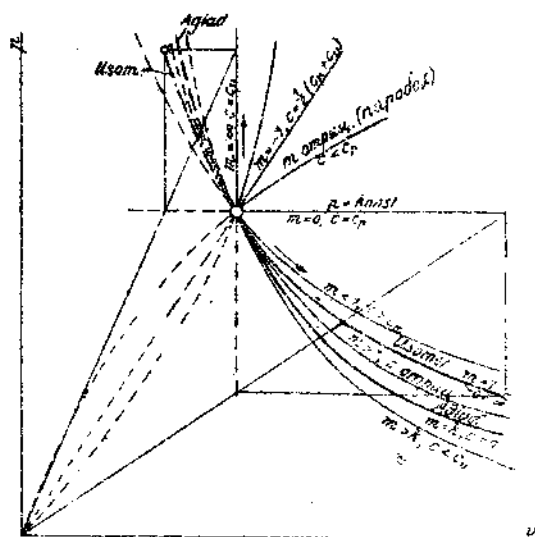
получаемъ при

$m=1$; $pv = \text{const}$; изотермическое измѣненіе состоянія; $c = \infty$

$m=k$ $pv^k = \text{const}$; адиабатическое измѣненіе состоянія; $c=0$

$m=0$ $p = \text{const}$; измѣненіе по изобарѣ; $c=c_p$

$m=\pm \infty$ $v = \text{const}$; измѣненіе по изоплерѣ; $c=c_v$



Фиг. 28.

На фиг. 28 показаны эти основные случаи и нѣсколько промежуточныхъ.

При работѣ машинъ (двигателей, воздушныхъ насосовъ, компрессоровъ) измѣненія состоянія никогда не протекаютъ точно адиабатически или изотермически. Но зато, часто съ достаточной для предварительныхъ вычисленій точностью можно замѣнить дѣйствительную линію давленій политропической кривой.

24. Адиабатическое измѣненіе при очень большихъ разностяхъ температуръ, давленій и объемовъ и при весьма высокихъ температурахъ.

Адиабатическое измѣненіе было изложено въ отд. 22 въ предположеніи, что отношеніе $\frac{c_p}{c_v} = k$ и теплоемкости c_p и c_v не зависятъ отъ температуры. Смотря по требуемой степени точности, это допущеніе возможно для измѣненія температуры на нѣсколько сотъ градусовъ.

Если же дѣло идетъ, какъ въ двигателяхъ жидкаго топлива и газовыхъ, объ измѣненіяхъ температуры до 1000° и выше, то обыкновенныя формулы будутъ неточны, потому что въ дѣйствительности k уменьшается съ температурой; именно

$$k = k_0 - \alpha T.$$

По отд. 10

$$k_0 = 1,422, \alpha = \frac{0,572}{10000}$$

для газовъ и газовыхъ смѣсей;

$$k_0 = 1,39, \alpha = \frac{0,66}{10000}$$

въ среднемъ для техническихъ продуктовъ сгорания съ 25% избыткомъ воздуха.

Если же дѣло идетъ объ измѣненіяхъ состоянія при очень высокихъ температурахъ, то хотя k при измѣненіяхъ температуры на нѣсколько сотъ градусовъ и можно принять постояннымъ, но его величина сильно отличается отъ обычныхъ значеній, ср. отд. 10. Для продуктовъ сгорания при 2000° напр. $k \approx 1,23$ (вмѣсто 1,41). Вліяніе k на видъ адиабаты позволяетъ выяснитъ слѣдующій выводъ. По отд. 22 для бесконечно малаго адиабатическаго измѣненія состоянія имѣется соотношеніе

$$\frac{dp}{dv} = -k \frac{p}{v}.$$

При этомъ неважно, переменна или постоянно k для болѣе широкихъ предѣловъ, лишь бы вставлено было его мгновенное значеніе соотвѣтственно температурѣ.

Это соотношеніе привело къ данному въ отд. 22, и справедливому и при переменномъ k , построенію касательной къ адиабатѣ.

Пусть AB' на фиг. 29—адиабата газа съ постояннымъ $k=1,40$; уравненіе ея $pv^{1.4} = \text{const.}$ Адиабата AB при температурахъ сгорания пойдетъ совсѣмъ иначе. При 2500° въ точкѣ A для нея $k \approx 1,2$, при 1100° въ B $k \approx 1,29$. Слѣдовательно, адиабата продуктовъ сгорания, судя по проведенной къ ней въ A касательной на фиг. 29, замѣтно болѣе

помога. Такъ какъ и въ B касательная проходить плавно, чѣмъ при $k=1,4$, то кривая AB отъ начала до конца образуетъ меньшій уголъ съ осью объемовъ, чѣмъ AB' , и лежитъ поэтому цѣликомъ надъ ней. Вслѣдствіе переменнаго характера k , ее нельзя точно представить въ видѣ обобщенной гиперболы (съ показателемъ отличнымъ отъ k).

Точно также неправильно было бы въ этомъ случаѣ вычислять по уравненію

$$\frac{T_0}{T} = \left(\frac{v}{v_0} \right)^{k-1}$$

измѣненіе температуры, соответствующее опредѣленному измѣненію объема.

Но его опредѣлить просто: изъ выраженія тепла

$$dQ = c_v dT + Ap dv$$

при

$$dQ = 0$$

получается

$$\frac{dT}{dv} = - \frac{Ap}{c_v}.$$

Отсюда при

$$p = \frac{RT}{v}$$

$$\frac{dT}{dv} = - \frac{ART}{c_v v},$$

и такъ какъ

$$\frac{AR}{c_v} = k - 1 \text{ (отд. 20),}$$

то

$$\frac{dT}{dv} = - (k-1) \frac{T}{v}.$$

Вставивъ выраженіе для k , имѣемъ

$$\frac{dT}{dv} = - (k_0 - 1 - \alpha T) \frac{T}{v}$$

или

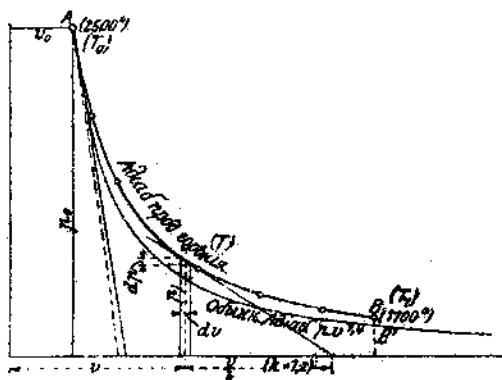
$$\frac{dT}{T(k_0 - 1 - \alpha T)} = - \frac{dv}{v}.$$

Легко доказать, что

$$\frac{1}{T(k_0 - 1 - \alpha T)} = \frac{1}{k_0 - 1} \left(\frac{1}{T} + \frac{\alpha}{k_0 - 1 - \alpha T} \right),$$

поэтому

$$\frac{dT}{T} + \alpha \frac{dT}{k_0 - 1 - \alpha T} = - (k_0 - 1) \frac{dv}{v}.$$



Фиг. 29.

Написавъ эти соотношенія для ряда послѣдовательныхъ безконечно малыхъ измѣненій состоянія, сложимъ ихъ

$$\int_{T_0}^T \frac{dT}{T} + \alpha \int_{T_0}^T \frac{dT}{k_0 - 1 - \alpha T} = - (k_0 - 1) \int_{v_0}^v \frac{dv}{v}.$$

Откуда

$$\ln \frac{T}{T_0} - \ln \frac{k_0 - 1 - \alpha T}{k_0 - 1 - \alpha T_0} = - (k_0 - 1) \ln \frac{v}{v_0}.$$

Если замѣнить $\ln$ черезъ $\log$ и соединить отдѣльные члены, то получимъ

$$\log \left(\frac{T}{T_0} \cdot \frac{k_0 - 1 - \alpha T_0}{k_0 - 1 - \alpha T} \right) = (k_0 - 1) \log \frac{v_0}{v}$$

или

$$\frac{T}{T_0} \cdot \frac{k_0 - 1 - \alpha T_0}{k_0 - 1 - \alpha T} = \left(\frac{v_0}{v} \right)^{k_0 - 1}.$$

Слѣдовательно

$$\frac{v_0}{v} = \left(\frac{T}{T_0} \cdot \frac{k_0 - 1 - \alpha T_0}{k_0 - 1 - \alpha T} \right)^{\frac{1}{k_0 - 1}}.$$

Или же

$$\frac{T_0}{T} = \left(1 - \frac{\alpha T_0}{k_0 - 1} \right) \cdot \left(\frac{v}{v_0} \right)^{k_0 - 1} + \frac{\alpha T_0}{k_0 - 1}.$$

Съ помощью

$$\frac{p_0}{p} = \frac{v}{v_0} \cdot \frac{T_0}{T} \text{ (по уравненію состоянія),}$$

уравненіе $f(p, v) = 0$ адиабаты при $k \geq \text{const}$ представляется въ видѣ

$$\frac{p_0}{p} = \left(1 - \frac{\alpha T_0}{k_0 - 1} \right) \cdot \left(\frac{v}{v_0} \right)^{k_0} + \frac{\alpha T_0}{k_0 - 1} \cdot \frac{v}{v_0}.$$

Абсолютная работа газа получается изъ общаго выраженія тепла для газовъ (отд. 20)

$$Q = (c_p)_0^T (T - T_0) + AL$$

при $Q = 0$

$$L = 427 (c_p)_0^T (T_0 - T).$$

Здѣсь $(c_p)_0^T$ есть средняя теплоемкость въ предѣлахъ температуръ T_0 и T .

Можно также написать

$$L = 427 (Q)_0^T,$$

гдѣ $(Q)_0^T$ есть тепло, требующееся при постоянномъ объемѣ для повышения (соотвѣтств. пониженія) температуры отъ T_0 до T . Его можно найти по таблицѣ I, зная T_0 и вычисливъ T .

Прежнія болѣ простые выраженія для $\frac{v}{v_0}$, $\frac{p}{p_0}$, $\frac{T}{T_0}$ и L непосредственно вытекаютъ изъ вышенаписанныхъ, стоитъ лишь подставить $\alpha = 0$, т.-е. $k = \text{Const.}$ и $(c_v)_0 = c_v = \text{Const.}$ Тогда

$$\frac{T_0}{T} = \left(\frac{v}{v_0}\right)^{k-1}, \quad \frac{p_0}{p} = \left(\frac{v}{v_0}\right)^k, \quad L = 427 c_v (T_0 - T).$$

Изъ выведенныхъ формулъ просто опредѣляется измѣненіе температуры и давленія, а также работа при перемѣнной теплоемкости, по данному измѣненію объема $\frac{v}{v_0}$.

Менѣе удобно вычисленіе по данному $\frac{p}{p_0}$ всѣхъ прочихъ величинъ. Но этотъ случай встрѣчается рѣже.

Пользуясь этими формулами, можно опредѣлять измѣненія температуры, работу газа и идеальную кривую $p = f(v)$ при расширеніи горячихъ продуктовъ сгорания въ двигателяхъ жидкаго топлива и газовыхъ. Нельзя конечно ожидать, чтобы линія расширенія въ газовыхъ двигателяхъ совпадала съ обыкновенной адиабатой $pv^{1.4} = \text{const.}$ Вслѣдствіе высокой температуры приходится показателъ принимать перемѣннымъ и значительно меньшимъ. (Однако подъ вліяніемъ охлажденія онъ не такъ сильно падаетъ, какъ было бы для адиабаты).

Примѣръ. 1. Въ двигателѣ Дизеля воздухъ при 100° и 0.9 ат. abs. сжимается адиабатически до объема v_1 въ 15.73 раза меньшаго, чѣмъ начальный v_0 . Какой величины достигаютъ давленіе и температура (считая теплоемкость перемѣнной)?

Какъ велики абсолютная работа сжатія и эквивалентное ей количество тепла?

Имѣемъ

$$\frac{T_0}{T_1} = \left(1 - \frac{\alpha T_0}{k_0 - 1}\right) \frac{1}{\epsilon k_0 - 1} + \frac{\alpha T_0}{k_0 - 1},$$

при

$$k_0 = 1.422, \quad \alpha = \frac{0.572}{10000}$$

будетъ

$$\frac{T_0}{T_1} = \frac{0.9494}{15.73^{1.422}} + 0.0506 = 0.347$$

Откуда

$$T_1 = \frac{100 + 273}{0.347} = 1044 \text{ abs.}, \quad t_1 = 771^\circ.$$

Давленіе въ концѣ сжатія будетъ

$$p_1 = p_0 \cdot \frac{v_0}{v_1} \cdot \frac{T_1}{T_0} = \frac{0.9 \cdot 15.73}{0.347} = 40.8 \text{ at abs}$$

Работа сжатія въ калоріяхъ изъ таблицы I (изоплера для воздуха) при $t_0 = 100^\circ$, $t_1 = 771^\circ$ равна

$$(Q_s)_0 = 120 \text{ Cal.}$$

Слѣдовательно работа сжатія

$$L_0 = 120.427 = 51240 \text{ mkg}$$

для 1 kg воздуха.

Въ отд. 22 примѣръ 4, получилось (изъ этихъ же данныхъ) при допущеніи, что теплоемкость постоянна $t_1 = 850^\circ$ (на 79° больше), $p_4 = 42,8$ ат (на 2 ат больше).

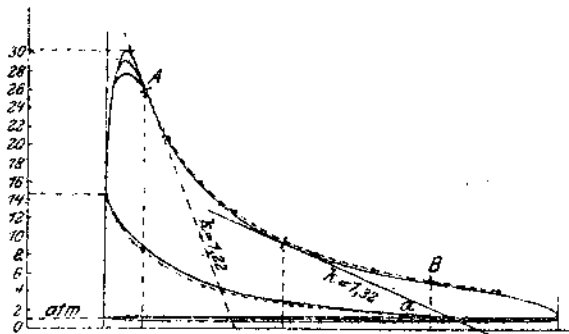
Вліяніе перемѣнности c_v на возрастание температуры въ этомъ случаѣ получилось довольно значительное, оно замѣтно также и на конечномъ давленіи.

На фиг. 42а отд. 32 видна разница кривыхъ давленія.

2. Въ тѣхъ предѣлахъ сжатія, какіе встрѣчаются въ газовыхъ двигателяхъ (примѣрно до $\frac{1}{7}$ начального объема), вліяніе c_v на линію сжатія относительно мало. Фиг. 30 показываетъ діаграмму двигателя для свѣтильнаго газа со сжатіемъ въ 6,84 раза.

Если начальную температуру принять въ 90° , то температура, вычисленная по адиабатѣ, будетъ больше въ отношеніи 1:0,4716, слѣдовательно $T_1 = 770$, $t_1 = 497^\circ$, давленіе возрастетъ въ 14,5 раза. Постоянное c_v дало бы при $k = 1,40$ конечную температуру 509° и (вычисленное) повышеніе давленія въ 14,72 разъ. Конечное давленіе на діаграммѣ совпадаетъ съ этой величиной.

Вычисленная отъ пункта a пунктирная линія сжатія фиг. 30 проходитъ нѣсколько ниже линіи діаграммы.



Фиг. 30.

Съ послѣдней почти точно совпадаетъ адиабата при $k = \text{Const} = 1,4$. Поэтому вліяніе водяного охлажденія неясно, кажется скорѣе, что во время сжатія тепло переходитъ отъ стѣнокъ къ газу.

3. Въ двигателѣ свѣтильнаго газа (примѣръ 2, діаграмма фиг. 30) продукты сгорания во время расширенія отъ A до B увеличиваютъ свой объемъ въ 3,5 раза. Въ какомъ отношеніи должны понижаться давленіе и температура при адиабатическомъ расширеніи отъ A до B ? Начертить адиабату, представленную на фиг. 30.

Температура T_0 въ A вычисляется изъ уравненія состоянія, по температурѣ T въ началѣ сжатія (правый конецъ діаграммы), такимъ образомъ $T_0 = T \frac{pv}{p'v'}$. Взявъ величину $\frac{pv}{p'v'}$ изъ діаграммы, находимъ наименьшее значеніе $t_0 = 1700^\circ$ (для $t = 50^\circ$).

Отношеніе температуръ въ A и B

$$\frac{T_0}{T} = \left(1 - \frac{\alpha T_0}{k_0 - 1}\right) \cdot 3,5^{k_0 - 1} + \frac{\alpha T_0}{k_0 - 1}.$$

Для продуктовъ сгоранія свѣтильнаго газа по отд. 10

$$k_0 = 1,396 \quad \alpha = \frac{0,716}{10\,000}.$$

При $T = 1700 + 273 = 1973$ получается величина

$$\frac{\alpha T_0}{k_0 - 1} = 0,357$$

25 Тепловая диаграмма и энтропия газовъ.

Количество тепла, которое при любомъ измѣненіи состоянія газа воспринимаетъ или отдаетъ, можетъ быть представлено площадью диаграммы подобно тому, какъ это было сдѣлано съ работой газа въ *p*-*v* диаграммѣ. Въ дальнѣйшихъ разсужденіяхъ вводится новая величина, характеризующая состояніе тѣла — энтропія газа.

Количество тепла, заключенное въ 1 kg какого нибудь тѣла, определяется по его температурѣ и его теплоемкости *c*. Слѣдовательно, температура и теплоемкость являются величинами, характеризующими тепло, пока оно связано съ тѣломъ. При безконечно маломъ измѣненіи состоянія 1 kg газа отдаетъ (или воспринимаетъ) количество тепла

$$dQ = c dT,$$

гдѣ *c* представляетъ величину, зависящую какъ отъ природы газа, такъ и отъ характера измѣненія состоянія. Она въ общемъ видѣ получается изъ выраженія тепла

$$dQ = c_v dT + A p dv$$

если въ немъ замѣнить *dQ* черезъ *c dT*. Тогда получимъ

$$c = c_v + \frac{A p dv}{dT}$$

а при помощи уравненія состоянія

$$p dv + v dp = R dT$$

$$c = c_v + \frac{AR}{1 + \frac{v}{p} \cdot \frac{dp}{dv}}$$

Здѣсь *c*, зависящая отъ природы газа, $\frac{dp}{dv}$ отъ характера кривой $p = f(v)$ (направленіе касательной), значить *c* зависитъ и отъ того и отъ другого.

Можно было бы принять *T* за абсциссы, *c* за ординаты. Тогда *dQ* = *c dT* представить площадь между двумя соседними ординатами, а все тепло *Q*, воспринятое тѣломъ между двумя температурами, было бы равно площади, ограниченной соответствующими ординатами, совершенно такъ же, какъ и при механической работѣ.

Этотъ методъ удобенъ лишь для измѣненій состоянія съ постоянной и конечной теплоемкостью ($c_p = \text{Const.}$, $c_v = \text{Const.}$, $c = \text{Const.}$); для изотермическаго и близкихъ къ нему измѣненій онъ не примѣняется, а въ общемъ случаѣ утомителенъ и непрактиченъ. Поэтому имъ и не пользуются для графическаго изображенія количества тепла.

Ниже приведемъ универсальный методъ, пригодный не только для газовъ, но и для паровъ, и вообще для всякихъ случаевъ.

При производствѣ механической работы, напр. сжатымъ газомъ, дѣйствующимъ элементомъ является сила, давленіе газовъ. Путь, измѣненіе объема, является лишь необходимымъ условіемъ для того, чтобы сила доставляла работу. Величина абсолютной работы измѣняется произведеніемъ *p . dv* абсолютнаго давленія *p* газа на *dv* измѣненіе объема его, или для конечныхъ измѣненій состоянія произведе- ніемъ $p_m(v - v_0)$, какъ при переменномъ, такъ и постоянномъ давленіи.

Но теплота есть также видъ энергіи, какъ и энергія механическая или электрическая. Возникаетъ поэтому вопросъ, какая же величина при тепловой энергіи соответствуетъ механической дѣйствующей силѣ или напряженію электрической энергіи. Очевидно, это температура, такъ какъ она является мѣрой „напряженности“ теплоты, ея „интенсивностью“. Избытокъ температуры данного тѣла надъ температурой окружающей среды, является величиной, опредѣляющей способность тепла доставлять механическую работу. При отсутствіи соответственно высокихъ температуръ громадныхъ количества тепловой энергіи, способны дать ничтожное количество энергіи механической (отд. 66), а то и вовсе не дадутъ.

Если хотѣть абсолютное значеніе тепловой энергіи — количество тепла — представить въ видѣ произведенія двухъ множителей, изъ которыхъ одинъ абсолютная температура T , соответственно абсолютному давленію энергіи механической, то аналогично

$$dL = p dv$$

нужно написать

$$dQ = T dS.$$

Здѣсь dS есть элементарное измѣненіе той (еще неизвѣстной) величины, характеризующей тепловую энергію, которая соответствуетъ пути или измѣненію объема (dv) при механической энергіи. Для конечныхъ количествъ тепла Q при переменной температурѣ (соответственно переменному давленію) можно было бы аналогично выраженію

$$L = p_m (v - v_0)$$

написать

$$Q = T_m (S - S_0),$$

гдѣ T_m средняя величина переменной температуры.

Температура T есть величина, которая сама въ себѣ не является характерной особенностью тѣхъ или другихъ тѣлъ. Всевозможныя тѣла при соприкосновеніи другъ съ другомъ принимаютъ одинаковыя температуры. То же самое относится къ давленію и объему. p , v и T являются общими признаками мгновеннаго состоянія тѣлъ, а не свойствомъ ихъ, какъ электрическія, оптическія, упругія свойства, вѣсь. Являются вопросъ, будетъ ли введенная выше величина S такого же характера, или нѣтъ? Теплоемкость c ни въ коемъ случаѣ не служитъ признакомъ только состоянія, ибо ея общее выраженіе содержитъ теплоемкость c_v , являющаяся какъ разъ свойствомъ тѣла, и кромѣ того зависитъ отъ случайнаго закона измѣненія состоянія.

На основаніи извѣстныхъ свойствъ газовъ легко рѣшить этотъ вопросъ, по крайней мѣрѣ для газовъ. Если замѣнить въ выраженіи тепла dQ черезъ $T dS$, то получится

$$T dS = c_v dT + A p dv$$

следовательно,

$$dS = c_v \frac{dT}{T} + A \frac{p dv}{T}.$$

Если во второмъ членѣ замѣнить T черезъ $\frac{pv}{R}$, то

$$dS = c_v \frac{dT}{T} + AR \frac{dv}{v}.$$

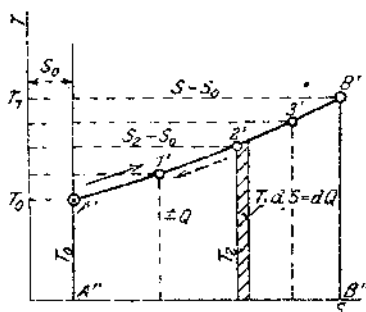
Интегрируя, находимъ полное приращеніе величины S для совершенно произвольнаго конечнаго измѣненія состоянія между начальными значеніями T_0, v_0 и конечными T, v

$$S - S_0 = c_v \ln \frac{T}{T_0} + AR \ln \frac{v}{v_0}.$$

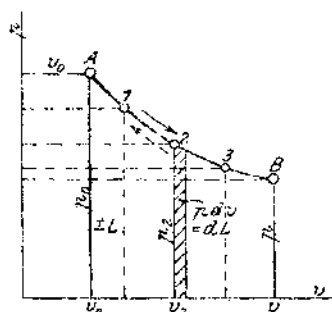
Изъ этого уравненія видно, что измѣненіе $S - S_0$ величины S совершенно не зависитъ отъ случайнаго пути, по которому тѣло изъ даннаго начальнаго состоянія T_0, v_0 переходитъ въ конечное T, v .

Этимъ она рѣзко отличается напр. отъ количества тепла Q и работы L , въ сильной степени зависящихъ отъ промежуточныхъ состояній, черезъ которыя газъ переходитъ изъ начальнаго состоянія (A) въ конечное (B). Въ виду того, что величина S играетъ большую роль при превращеніяхъ тепла въ работу, т. е. для располагаемаго въ машинахъ количества энергіи, Клаузіусъ предложилъ назвать ее энтропией.

Если принять абсолютныя температуры T за ординаты, значенія энтропій S за абсциссы, то получается такъ называемая энтропійная діаграмма ($T S$ діаграмма) фиг. 33а. При этомъ узкая полоска между двумя ординатами представляетъ въ видѣ $dQ = TdS$ то тепло, которое при безконечно маломъ измѣненіи состоянія газъ воспринимаетъ (при уменьшеніи S отдаетъ).



Фиг. 33а.



Фиг. 33б.

Сообщеніе тепла Q , соответствующее конечному измѣненію состоянія представится площадью $A'B'B''A''$ между начальной и конечной ординатами энтропійной діаграммы.

Если напр. въ диаграммѣ pv имѣется произвольная кривая AB (фиг. 33б), то по уравненію энтропій газа можно вычислить измѣненія энтропій (отъ A) для конечнаго пункта B и для любой промежуточной точки на AB . Эти значенія приняты на

фиг. 33а, за абсциссы, а температуры, (также определяемые по AB), за ординаты. Тогда получают кривую $A'B'$, которую можно считать преобразованной къ новымъ координатамъ кривой AB . Тепло Q , подводимое на пути AB , равно площади $A'B'B''A''$. Фиг. 33а и 33б начерчены въ масштабѣ. Здѣсь AB изображаетъ изменение состоянія со значительнымъ сообщеніемъ тепла.

• Замѣнивъ

$$\frac{c_v}{AR} = \frac{1}{k-1},$$

выраженіе энтропіи газа удобнѣе писать въ видѣ,

$$S - S_0 = 2,303 \left(c_p \log \frac{p}{p_0} + c_v \log \frac{v}{v_0} \right)$$

О распространеніи понятія энтропіи на всѣ тѣла и о его значеніи см. отд. 37 и 72.

26. Энтропійная диаграмма (T S) для наиболѣе важныхъ частныхъ измѣненій состоянія. Энтропія газа для переменнѣй теплоемкости c_v .

1. Изотермическое измѣненіе ($T = \text{Const}$).

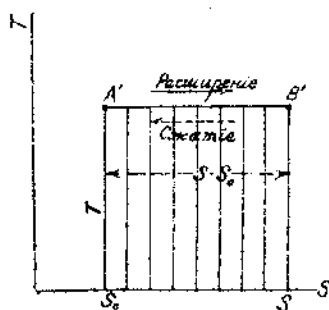
Изотермическое измѣненіе изображается прямою $A'B'$, параллельной оси абсциссъ (фиг. 34).

Сообщаемая при расширеніи теплота равна

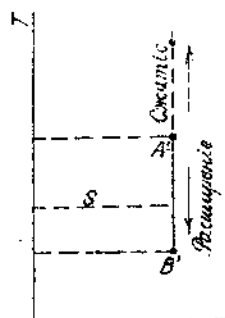
$$Q = T (S - S_0).$$

При сжатіи то же количество тепла нужно отнять

$$T (S_0 - S) = -T (S - S_0).$$



Фиг. 34.



Фиг. 35.

Такъ какъ $\log \frac{T}{T_0} = 0$,

то разность энтропій для двухъ состояній A' и B' будетъ

$$S - S_0 = AR \ln \frac{v}{v_0}$$

или при $\frac{v}{v_0} = \frac{p_0}{p}$ $S - S_0 = AR \ln \frac{p_0}{p}$.

При этомъ $Q = ART \ln \frac{p_0}{p}$,

или при

$$pv = p_0 v_0 = RT$$

$$Q = Ap_0 v_0 \ln \frac{p_0}{p},$$

какъ уже выведено въ отд. 21.

2. Адиабатическое измѣненіе (фиг. 35).

Для этого случая $dQ = 0$, и такъ какъ

$$dQ = TdS,$$

то и

$$dS = 0,$$

вмѣстѣ съ тѣмъ

$$S - S_0 = 0 \text{ или } S = \text{Const.}$$

Такимъ образомъ, при этомъ измѣненіи состоянія энтропія не мѣняется; оно поэтому называется *изоэнтропическимъ* (измѣненіемъ съ постоянной энтропией).

Въ энтропійной діаграммѣ оно изобразится прямой параллельной оси T , которая является преобразованиемъ адиабаты отъ координатъ (p, v) къ новымъ (T, S) . Она указываетъ на уменьшеніе (соотв. увеличеніе) температуры при адиабатическомъ расширеніи (соотв. сжатіи).

Согласно выраженію энтропіи

$$dS = c_v \frac{dT}{T} - AR \frac{dv}{v}$$

при $dS = 0$

$$dT = - \frac{ART}{c_v} \frac{dv}{v}$$

Если dv положительно (расширеніе), то dT отрицательно (охлажденіе); если же напротивъ dv отрицательно (сжатіе), то dT положительно (нагрѣваніе). Этотъ выводъ полученъ въ отд. 22 иначе.

Выведемъ уравненіе адиабаты изъ уравненія

$$S - S_0 = 2,303 \left(c_p \log \frac{p}{p_0} + c_v \log \frac{v}{v_0} \right)$$

При $S - S_0 = 0$

$$\log \frac{p}{p_0} = - \frac{c_p}{c_v} \log \frac{v}{v_0},$$

или при

$$k = \frac{c_p}{c_v}$$

$$\frac{p}{p_0} = \left(\frac{v_0}{v} \right)^k$$

откуда

$$pv^k = p_0 v_0^k \quad (\text{Ср. отд. 22}).$$

3. Измѣненіе состоянія по изобарѣ

$$(p = \text{const}).$$

Общая формула

$$S - S_0 = 2,303 c_p \left(\log \frac{p}{p_0} + k \log \frac{v}{v_0} \right)$$

при $p = p_0$, т. е. $\log \frac{p}{p_0} = 0$ переходить въ

$$S - S_0 = 2,303 c_p \log \frac{v}{v_0}$$

или при $\frac{T}{T_0} = \frac{v}{v_0}$ въ

$$S - S_0 = 2,303 c_p \log \frac{T}{T_0}.$$

Такимъ образомъ, въ энтропійной діаграммѣ это измѣненіе состоянія представится логарифмической кривой $A'B'$ (фиг. 36). Площадь кривой $A'B'$ представляетъ тепло, сообщенное за время измѣненія состоянія (ср. отд. 17)

$$Q_p = c_p (T - T_0).$$

4. Измѣненіе состоянія по изоплерѣ ($v = \text{const}$)

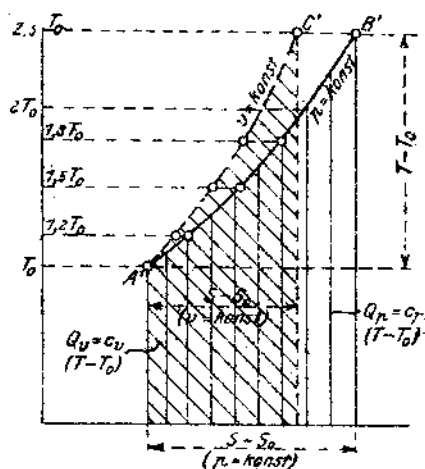
Ср. отд. 16.

При $v = v_0$ или $\log \frac{v}{v_0} = 0$ получаемъ

$$S - S_0 = 2,303 c_v \log \frac{p}{p_0},$$

или при $\frac{p}{p_0} = \frac{T}{T_0}$

$$S - S_0 = 2,303 c_v \log \frac{T}{T_0}.$$



Фиг. 36.

Это измѣненіе состоянія представляется въ энтропійной діаграммѣ, какъ и въ случаѣ 3, логарифмической кривой $A'C'$ (фиг. 36). При той же начальной точкѣ A' , абсциссы изоплеры относятся къ соответствующимъ абсциссамъ изобары для одинаковыхъ увеличеній температуры $\frac{T}{T_0}$ какъ $\frac{c_p}{c_v}$, или онѣ короче въ k разъ, т. е. изоплера круче.

Сообщенное тепло $Q = c_p (T - T_0)$ представится косо штрихованной площадью ниже кривой $A'C'$.

Энтропія газовъ при переменныхъ, т. е. зависящихъ отъ температуры теплоемкостяхъ c_v и c_p .

Общее выраженіе энтропіи газа для бесконечно малыхъ измѣненій состоянія

$$dS = c_v \frac{dT}{T} + AR \frac{dv}{v}$$

справедливо какъ для постояннаго, такъ и для переменнаго c_v . Въ последнемъ случаѣ нужно лишь подъ c_v понимать значеніе, соответствующее мгновенной температурѣ.

Вставивъ сюда извѣстное выраженіе для c_v (см. отд. 10) $c_v = (c_v)_0 + \alpha T$, имѣемъ

$$dS = (c_v)_0 \frac{dT}{T} + \alpha dT + AR \frac{dv}{v},$$

отсюда для конечнаго измѣненія состоянія между T_0 , v_0 и T , v

$$S - S_0 = (c_v)_0 \ln \frac{T}{T_0} + AR \ln \frac{v}{v_0} + \alpha (T - T_0).$$

Это выраженіе отличается отъ выведеннаго выше при постоянной теплоемкости лишь последнимъ членомъ. Кривыя $p = \text{Const}$ и $v = \text{Const}$, отъ этого добавочнаго члена становятся болѣе пологими, чѣмъ для $c_p = \text{Const}$, соотв. $c_v = \text{Const}$.

Для газовъ (исключая газы при ихъ сгораніи) имѣемъ

$$mc_v = 4,625 + 0,00106 T$$

и кромѣ того вообще

$$R = \frac{848,5}{m},$$

Поэтому

$$m(S - S_0) = 4,625 \ln \frac{T}{T_0} + 1,99 \ln \frac{v}{v_0} + 0,00106 (T - T_0),$$

или при $mc_p = mc_v + 1,99$ будетъ

$$m(S - S_0) = 6,615 \ln \frac{T}{T_0} + 1,99 \ln \frac{p_0}{p} + 0,00106 (T - T_0).$$

Здѣсь m есть молекулярный вѣсъ (при газовыхъ смѣсяхъ средний молекулярный вѣсъ). Если отвлечься отъ масштаба, который зависитъ отъ m , то линіи энтропіи всѣхъ двухатомныхъ газовъ имѣютъ одинаковый видъ. Слѣдовательно таблица II (см. стр. 97) пригодна для всѣхъ двухатомныхъ газовъ, исключая газы при ихъ сгораніи. Для послѣднихъ ею можно пользоваться съ тѣмъ болѣею точностью, чѣмъ болѣе избытокъ воздуха и меньше количество водяного пара въ газахъ при сгораніи.

27. Таблица энтропій для газовъ.

При адиабатическомъ измѣненіи вычисленія сравнительно просты даже для переменнѣй теплоемкости (см. отд. 22 и 24); энтропія при этомъ постоянна, что даетъ возможность примѣнять здѣсь простой чисто графическій методъ, пользуясь такъ называемой таблицей энтропій (стр. 97 табл. II).

Въ табл. II ординатами служатъ температуры газа, абсциссами величины энтропіи. Энтропія одного kg газа при 0^0 , произвольномъ давленіи p_0 и соответствующемъ объемѣ v_0 условно принята равной нулю (точка A). Если газъ отъ A нагревается при постоянномъ давленіи, то энтропія измѣняется съ температурой по кривой AB (ср. отд. 26). Если же нагреваніе идетъ при постоянномъ объемѣ, то энтропія растетъ по AC. Если передъ сообщеніемъ тепла газъ сжимался адиабатически, напр. до 12-ти кратнаго давленія, т. е. $12p_0$, то отъ A до A_{12} температура возрастаетъ, при чемъ (по отд. 22) изъ выраженія

$$\frac{T_{12}}{T_0} = \left(\frac{12p_0}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}} = 12^{\frac{k-1}{k}}$$

получается $T_{12} = (OA_{12})$; (для переменнѣй теплоемкости см. отд. 24). Если отъ A_{12} нагреваніе идетъ при постоянномъ давленіи, то энтропія растетъ по кривой $A_{12}B_{12}$. Такъ строятся кривыя „постояннаго давленія“ $A_n B_n$ для давленій np_0 (напр. $n = 2, 3, 4 \dots 30, 40, 50$;

$$\frac{1}{2}, \frac{1}{6})$$

Если аналогично сжимать газъ отъ A сначала адиабатически по AD_9 до девятой части начальнаго объема, т. е. $\frac{1}{9}v_0$, то температура возрастаетъ до T'_9 согласно выраженію

$$\frac{T'_9}{T_0} = \left(\frac{v_0}{\frac{1}{9}v_0} \right)^{k-1} = 9^{k-1}$$

Нагреваніе при постоянномъ объемѣ ($\frac{1}{9}v_0$) даетъ кривая $D_9 C_9$. Аналогично наносятся и другія кривыя „постояннаго объема“, при чемъ принимаются во вниманіе измѣненія c_p и k съ температурой. Промежутки между кривыми, конечно, могутъ быть выбраны и иными, смотря по требующейся степени точности и даннымъ степенямъ сжатія и расширенія.

Пользуются таблицей слѣдующимъ образомъ. Желательно напр. опредѣлить, насколько повысится температура и давленіе, если воздухъ при 100^0 и $p = 0,9$ kg/cm abs. сжимается адиабатически до $\frac{1}{4}$ своего объема. Кривая v_0 встрѣчаетъ горизонталь для 100^0 въ n . Вертикаль ad (адиабатическаго сжатія) пересѣкаетъ кривую $\frac{1}{4}v_0$ въ

d. Температура сжатия (въ *d*) будетъ 370°. Чтобы опредѣлить повышение давления, проводятъ отъ *b* вверхъ вертикаль до пересѣченія въ *f* съ горизонталью черезъ *d*. Эти точки лежатъ на отсутствующей въ таблицѣ линіи постояннаго давления между 6 и 12 p_0 . Такъ какъ всѣ линіи давления эквидистантны и сдвинуты по горизонтали, то можно вверху на масштабѣ давлений отложить влѣво отъ 6 атмосферъ циркулемъ отръзокъ $= ef$ и найти давление въ точкѣ *f*. Получается болѣе 6,9 p_0 . Круглымъ числомъ конечное давление будетъ 7,0, 9 = 6,3 at abs.

Разъ по табл. II найдена температура, то абсолютная работа газа, которая для адиабатическаго измѣненія равна измѣненію энергіи газа, найдется по табл. I (кривыя теплосодержанія при постоянномъ объемѣ).

Таблица II составлена для переменнѣйшей теплоемкости согласно отд. 10, 11 и 26. Она точна лишь для идеальныхъ газовъ. Для газовъ при сгораніи она можетъ употребляться съ точностью тѣмъ болѣею, чѣмъ больше избытокъ воздуха и чѣмъ меньше водяныхъ паровъ содержится въ нихъ.

Примѣры къ энтропической таблицѣ

1. (Ср. отд. 24, прим. 1).

Объемъ воздуха при 1000 уменьшенъ въ 15,73 раза адиабатическимъ сжатіемъ. Насколько увеличится давление и температура? (Теплоемкость переменна).

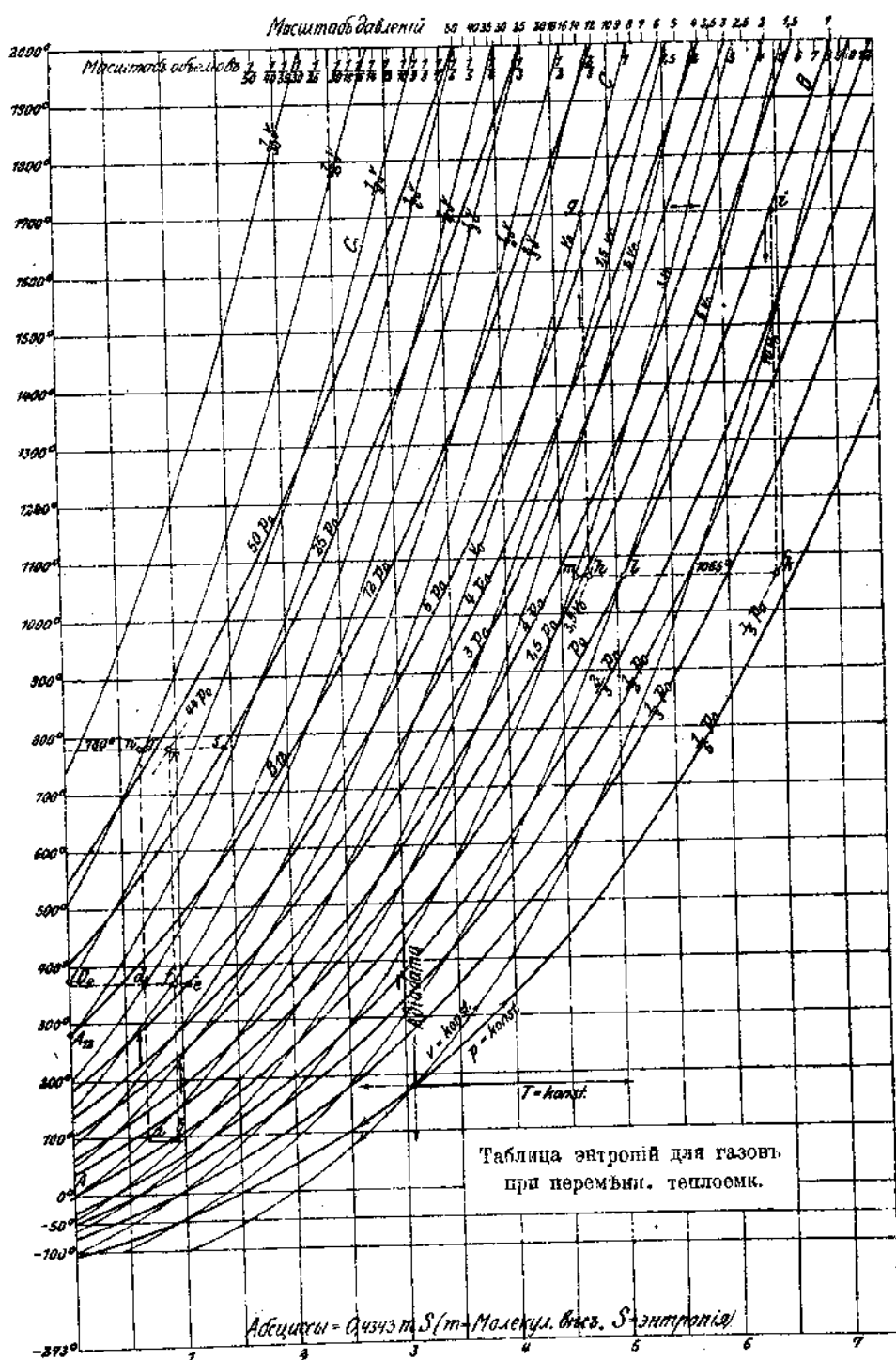
Вертикаль *an*. Чтобы найти точку *n*, нужно вверху по масштабу объемовъ отъ дѣленія $\frac{1}{15}$ отложить отръзокъ приблизительно доходящій до точки $\frac{1}{15,73}$ (проще $\frac{1}{16}$). Соответственнымъ раствореніемъ циркуля находить *nq* между вертикалью черезъ *a* и кривой $\frac{1}{15} v_0$. Тогда *n* получается на высотѣ 780°. Чтобы опредѣлить повышение давления, идутъ прежде всего изъ *a* до *b* (на линіи p_0), а затѣмъ проводятъ изъ *b* вертикаль *br* до 780°. Точка *r* лежитъ между давлениями 50 p_0 и 25 p_0 .

Соответствующее давление получаютъ, откладывая отръзокъ *ar* вверху на масштабѣ давлений влѣво отъ дѣленія 25; получается 45 дѣленіе. Следовательно, давление увеличивается въ 45 разъ (45 p_0).

2. Нѣкоторый объемъ газа (ср. отд. 24, прим. 3) при 1700° расширяется въ 3,5 раза. Насколько понижается температура и давление?

Вертикаль *gh*. Такъ какъ кривой „3,5 v_0 “ нѣтъ, то чтобы опредѣлить точку *h* берутъ циркулемъ вверху на масштабѣ объемовъ отръзокъ между 3 и 3,5; затѣмъ циркулемъ же находятъ равное этому отъѣску разстояніе *th* между вертикалью черезъ *g* и кривой „3 v_0 “; *h* получается при этомъ на высотѣ 1063°. (Полезно наносить вспомогательныя линіи на кальку). Паденіе давления находятъ, проходя по горизонтали отъ *g* до кривой „ p_0 “ (точка *i*); изъ *i* направляются вертикально внизъ до высоты *th* (точка *k*). Линію давления, соответствующую точкѣ *k*, можно было бы найти, отложивъ *ik* по масштабу давлений отъ „1“ направо; тогда вышли бы за предѣлы таблицы. Но съ такимъ же успѣхомъ можно откладывать отъ „1“ налѣво, благодаря чему получается дѣленіе 5. Значитъ давление падаетъ до $\frac{1}{5}$ первоначальнаго значенія. (Ср. нѣсколько иныя величины для газовъ при сгораніи, отд. 24 прим. 3).

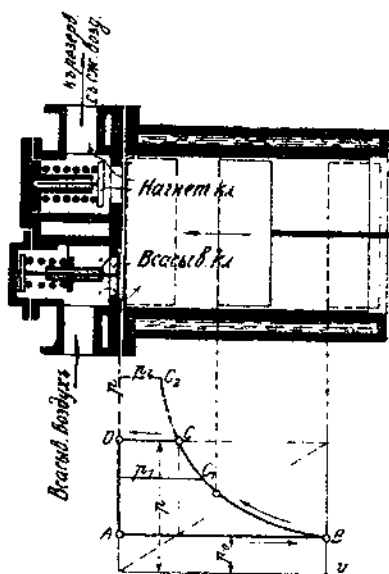
Таблица II.



Приложение учения о газахъ.

28. Затрата работы для получения сжатого воздуха.

Рабочий процессъ въ поршневыхъ машинахъ для сжатія воздуха (поршневыхъ компрессорахъ). При переднемъ ходѣ (слѣва направо фиг. 37) цилиндръ черезъ всасывающій клапанъ наполняется воздухомъ, примерно при атмосферномъ давленіи p_0 (на пути AB). За обратный ходъ поршень сжимаетъ воздухъ, при чемъ давленіе все увеличивается (кривая BC). Выпускной клапанъ открывается (точка C), какъ только давленіе въ цилиндрѣ подымется до противодавленія p сжатого воздуха въ резервуарѣ, вѣрнѣе—немного превыситъ его. Послѣ чего поршень, преодолевая неизмѣнное давленіе p , выталкиваетъ сжатый воздухъ изъ цилиндра и гонитъ его въ резервуаръ. Если давленіе p резервуара упадетъ до p_1 , то выпускной клапанъ открывается уже при C_1 , если оно возрастетъ до p_2 , то лишь при C_2 .



Фиг. 37.

Если въ резервуарѣ вначалѣ нѣтъ сжатого воздуха, то онъ долженъ постепенно наполняться, при чемъ выпускной клапанъ открывается сначала совсѣмъ близко, а затѣмъ все дальше отъ B , въ C_1 , C , C_2 . Чтобы давленіе p оставалось постояннымъ, расходъ воздуха изъ резервуара долженъ равняться количеству его, поданному компрессоромъ за то же время. Измѣненіе давленія въ воздушномъ цилиндрѣ за одинъ рабочий періодъ представляется замкнутой діаграммой $ABCD$.

По отд. 14, работа, переданная поршневой скалкой воздуху за одинъ рабочий періодъ, — расходъ работы равенъ площади $ABCD$. Величина площади зависитъ отъ p давленія сжатія и отъ характера линіи BC .

Возможны различные частные случаи.

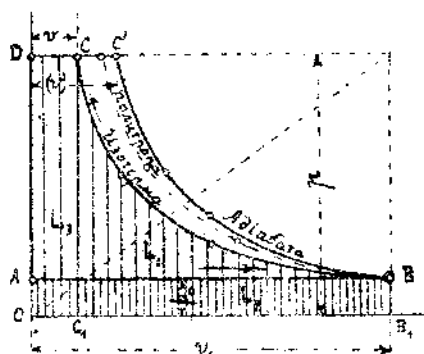
1. Сжатіе адиабатическое, т. е. безъ охлажденія цилиндра. Тогда BC слѣдуетъ закону $pv^k = \text{Const.}$ (адиабата). Температура воздуха растетъ на пути отъ B до C .

2. Сжатіе изотермическое. Для этого (по отд. 21) цилиндръ долженъ охлаждаться. Фиг. 37.

3. Въ дѣйствительности при охлаждаемомъ компрессорѣ линія сжатія лежитъ между изотермой и адиабатой, ибо вообще, даже при сильномъ охлажденіи, невозможно вполне избѣжать повышенія температуры. Дѣйствительная линія сжатія можетъ быть во многихъ случаяхъ представлена политропой съ показателемъ m , гдѣ $1 < m < k$.

Фиг. 38 показывають, что расходъ работы при одинаковомъ всѣхъ воздуха выходить для адиабатическаго сжатія наибольшимъ, а для изотермическаго наименьшимъ. Разница возрастаетъ съ давленіемъ. Поэтому на практикѣ при сжатіи воздуха стараются подойти возможно ближе къ изотермическому процессу. Хотя при адиабатическомъ сжатіи вся абсолютная работа сжатія остается въ видѣ тепла въ воздухѣ, но пока сжатый воздухъ дойдетъ до мѣста потребления, это тепло теряется, и на мѣсто потребления воздухъ доходить такимъ же, какъ при сжатіи изотермическомъ, которое можно получить съ меньшей затратой работы, т. е. въ общемъ дешевле.

а) Изотермическое сжатіе. Рабочая площадь L (теоретически необходимая работа) состоитъ изъ трехъ частей $L_1 = BCC_1B_1$ (абсолютная работа сжатія), $L_2 = ABB_1O$ (абсолютная работа воздуха при всасываніи), $L_3 = CDOC_1$ (абсолютная работа выталкиванія), фиг. 38.



Фиг. 38.

Такимъ образомъ, требуемая затрата работы

$$L = L_1 + L_3 - L_2.$$

Для 1 kg воздуха по отл. 21

$$L_1 = 2,303 p_0 v_0 \log \frac{p}{p_0},$$

дальше

$$L_3 = pv$$

$$L_2 = p_0 v_0,$$

поэтому

$$L = 2,303 p_0 v_0 \log \frac{p}{p_0} + pv - p_0 v_0.$$

Такъ какъ $pv = p_0 v_0$ (изотерма), то

$$L = 2,303 p_0 v_0 \log \frac{p}{p_0},$$

для 1 kg воздуха.

Для произвольнаго объема V сжатого воздуха будетъ

$$L_v = 2,303 p V \log \frac{p}{p_0},$$

поэтому требуемая работа въ mkg для 1 cbm сжатого воздуха ($V=1$)

$$L(\text{cbm}) = 2,303 p \log \frac{p}{p_0}, \quad \text{гдѣ } p \text{ въ } kg/qm.$$

Какъ видно, требуемая работа при изотермическомъ сжатіи (и только при немъ) равна абсолютной работѣ сжатія.

Отведенная теплота на 1 см сжатого воздуха

$$Q_0 = \frac{2,303}{427} p \log \frac{p}{p_0} \text{ Cal.}$$

$$\approx \frac{1}{185} p \log \frac{p}{p_0}, \quad (p \text{ въ kg/qm}).$$

b) Адиабатическое сжатіе. Здѣсь

$$L_1 = \frac{1}{k-1} \cdot (pv - p_0 v_0) \quad (\text{по отд. 22})$$

$$L_2 = p_0 v_0$$

$$L_3 = pv,$$

поэтому

$$L = L_1 + L_3 - L_2 = \frac{k}{k-1} \cdot (pv - p_0 v_0)$$

или

$$L = kL_1,$$

т. е. требуемая работа въ $k=1,41$ разъ больше абсолютной работы сжатія, которая равна

$$L_1 = 427 \text{ c.} \cdot (T - T_0), \text{ поэтому}$$

при

$$\tau = T - T_0 \quad (\text{нагрѣваніе при адиаб. сжатіи})$$

$$L = 427 \text{ kc} \cdot \tau$$

или

$$L = 427 \text{ c}_p \tau$$

(теоретически требуемая работа для 1 kg).

$$\text{Здѣсь } \tau = T - T_0 = T_0 \left[\left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right]$$

(нагрѣваніе воздуха),

$$\text{такъ какъ } \frac{T}{T_0} = \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}}$$

Легко также вывести для требуемой работы L выраженіе (ср. отд. 22)

$$L = p_0 v_0 \cdot \frac{k}{k-1} \cdot \left[\left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] = p v \frac{k}{k-1} \cdot \left[1 - \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right].$$

Для 1 cbm, если v замѣнить черезъ V и поставить $V=1$, будетъ

$$L \text{ (cbm)} = p \frac{k}{k-1} \cdot \left[1 - \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]$$

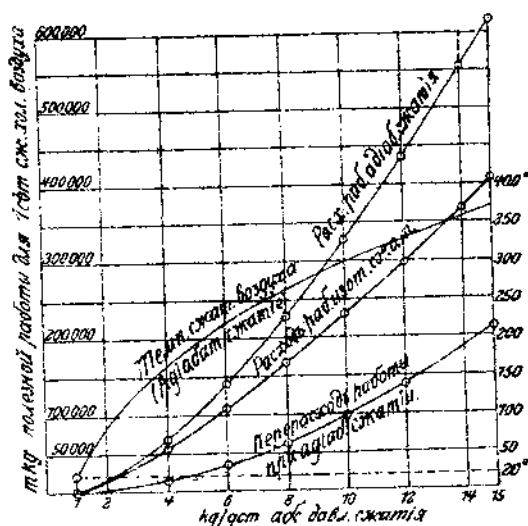
(теоретически необходимая работа для 1 cbm теплаго сжатого воздуха).

Такъ какъ охлажденный воздухъ уменьшается въ объемъ въ $\frac{T_0}{T}$ разъ (вмѣсто 1 cbm лишь $\frac{T_0}{T}$ cbm), то требуемая работа, перечисленная для 1 cbm холодного сжатого воздуха при температурѣ всасыванія, выходитъ больше въ $\frac{T}{T_0}$ разъ, или $\left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}}$ разъ, т.-е.,

при $k=1,41$

$$L \text{ (cbm, хол.)} = 3,44 p \left[\left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right]$$

(требуемая работа адиабатического сжатія для 1 cbm охлажденного сжатого воздуха).



Фиг. 38а.

Фиг. 38а даетъ для абсолютныхъ давленій сжатія отъ 1 до 15 кг/см² и для 1 cbm холодного сжатого воздуха требуемую работу изотермического и адиабатического сжатія, а также температуру адиабатически сжатого воздуха при начальной температурѣ его 20°.

При давленіяхъ сжатія свыше 5 at abs. температура адиабатического сжатія воздуха превышаетъ уже 200°, что затруднило бы смазку поршня и устройство сальника. Перерасходъ работы адиабатического сжатія противъ изотермического достигаетъ при 10 at abs. уже 100000 мкг/cbm!

с) **Политропическое сжатіе**. Если линия сжатія совпадаетъ съ политропой $p v^m = \text{Const}$, гдѣ $m < k$, то по аналогіи съ адиабатическимъ процессомъ требуется работа

$$L = \frac{m}{m-1} (p v - p_0 v_0),$$

т.-е. и здѣсь

$$L = m L_1.$$

Требуемая работа въ m разъ больше абс. работы сжатія.
По отд. 23

$$L_1 = 427 (c_p - c_v) (T - T_0),$$

гдѣ

$$c = c_v \frac{m-k}{m-1}$$

Поэтому

$$L = 427 m \frac{c_p - c_v}{m-1} (T - T_0)$$

или при

$$c_p - c_v = \frac{R}{427}$$

$$L = \frac{m}{m-1} R (T - T_0).$$

Замѣнимъ $T - T_0$ съ помощью

$$\frac{T}{T_0} = \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{m-1}{m}};$$

тогда

$$L = \frac{m}{m-1} R T_0 \left[\left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{m-1}{m}} - 1 \right]$$

Въ виду $R T_0 = p_0 v_0$ будетъ

$$L = \frac{m}{m-1} p_0 v_0 \left[\left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{m-1}{m}} - 1 \right]$$

или если L дано въ видѣ

$$L = \frac{m}{m-1} R T \left(1 - \frac{T_0}{T} \right),$$

$$L = \frac{m}{m-1} p v \left[1 - \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{m-1}{m}} \right] \text{ (для 1 kg).}$$

Требуемая работа для произвольнаго количества воздуха получится умноженіемъ L на вѣсъ воздуха G или замѣной g (соотв. v_0) черезъ V (или V_0). При этомъ для $V=1$ cbm

$$(L \text{ cbm тепл.}) = \frac{m}{m-1} p \left[1 - \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{m-1}{m}} \right]$$

$$= \frac{m}{m-1} p \left(1 - \frac{T_0}{T} \right)$$

(требуемая работа для 1 cbm теплаго сжатого воздуха).

Для 1 cbm воздуха охлажденнаго до начальной температуры T_0 , какъ и выше въ пунктѣ b), работа выразится

$$L \text{ (cbm хол.)} = \frac{m}{m-1} p \left(\frac{T}{T_0} - 1 \right)$$

$$= \frac{m}{m-1} p \left[\left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{m-1}{m}} - 1 \right]$$

При хорошемъ охлажденіи и неслишкомъ высокихъ давленіяхъ можно въ среднемъ считать $1,20 \leq m \leq 1,25$.

Теплота, отнимаемая на 1 kg воздуха, по отл. 23 равна

$$Q = c(T - T_0),$$

т.-е.

$$Q = c \cdot \frac{m-k}{m-1} (T - T_0).$$

По требуемой работѣ можно вычислить количество тепла, которое надо отнять отъ компрессора, по выраженію ¹⁾

$$Q = \frac{1}{427} \cdot \frac{m-k}{m(k-1)} L.$$

Мощность въ лоп. силахъ, необходимая для часового расхода сжатого воздуха V cbm будетъ

$$N = \frac{L \cdot V}{3600 \cdot 75} = \frac{LV}{270000} \text{ л. с.},$$

такъ какъ силочась = 3600.75 mkg (теоретическая индикаторная мощность).

Примѣръ. Опредѣлить минимальную мощность компрессора, чтобы въ часъ получить 100 cbm. сжатого воздуха при 4 at сверхдавленія и температурѣ наружнаго воздуха. Давленіе воздуха 1,033 at abs.

¹⁾ Отнимать приходится, ввиду $m < k$, абсолютную величину Q ; см. вни послѣдующій примѣръ с). Прил. ред.

а) при изотермическомъ, б) при адиабатическомъ, в) при политропномъ сжатіи ($m=1,22$).

$$\text{а) } L = 2,303 \, p \log \frac{p}{p_0} = 2,303 \cdot (4 + 1,033) \cdot 10000 \cdot \log \frac{4 + 1,033}{1,033} = 79712 \text{ mkg/cbm}$$

$$N = \frac{79712 \cdot 100}{270000} = 29,5 \text{ внд. л. с.}$$

Всего отнимается въ часъ тепла

$$\frac{79712 \cdot 100}{427} = 18660 \text{ Cal.}$$

$$\text{б) } L = 3,44 \, p \left[\left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] = 3,44 \cdot (4 + 1,033) \cdot 10000 \cdot \left[\left(\frac{5,033}{1,033} \right)^{\frac{0,41}{1,41}} - 1 \right] = 101300 \text{ mkg/cbm}$$

$$N = \frac{101300 \cdot 100}{270000} = 37,5 \text{ внд. л. с.}$$

$$\text{в) } L = \frac{m}{m-1} \, p \cdot \left[\left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{m-1}{m}} - 1 \right] = \frac{1,22}{0,22} \cdot 50330 \cdot \left[\left(\frac{5,033}{1,033} \right)^{\frac{0,22}{1,22}} - 1 \right] = 92000 \text{ mkg/cbm}$$

$$N = 34,1 \text{ внд. л. с.}$$

Температура воздуха при выходе изъ компрессора

$$T = T_0 \left(\frac{5,033}{1,033} \right)^{\frac{0,22}{1,22}} = T_0 \cdot 1,330.$$

При начальной температурѣ $t_0 = 20^\circ$

$$273 + t = (273 + 20) 1,33; \quad t = 117^\circ.$$

Теплота, отводимая въ часъ,

$$\frac{1}{427} \cdot \frac{m-k}{m(k-1)} \cdot LV = \frac{1}{427} \cdot \frac{1,22-1,41}{1,22 \cdot 0,41} \cdot 92000 \cdot 100 = 8180 \text{ Cal } ^1).$$

Если допустить нагреваніе охлаждающей воды на 10° , ей потребуется въ часъ

$$\frac{8180}{10} = 818 \text{ штровъ.}$$

Вычисленіе индикаторной работы исполненныхъ компрессоровъ по нагреванію воздуха и охлаждающей воды.

Выраженіе тепла при сжатіи съ одновременнымъ охлажденіемъ даетъ для абсолютной работы газа L_1 величину

$$AL_1 = Q + e_c (T - T_0),$$

по какому бы закону ни происходило сжатіе. По L_1 опредѣлимъ L — действительную работу на 1 kg воздуха

$$L = L_1 + p_0 v_0;$$

¹⁾ Точнѣе было бы: „—8150“.

подставивъ значеніе L_1 , получимъ

$$L = \frac{Q}{A} + \frac{c_v}{A} \cdot (T - T_0) + pv - p_0 v_0.$$

При $p_0 v_0 = RT_0$, $pv = RT$

$$L = \frac{Q}{A} + \left(\frac{c_v}{A} + R \right) (T - T_0).$$

Отсюда при

$$c_p = c_v + AR$$

$$L = 427Q + 427c_p (T - T_0).$$

Для любого вѣса воздуха G

$$L_G = 427(GQ) + 427Gc_p(T - T_0),$$

такъ какъ

$$L_G = G \cdot L.$$

Чтобы вычислить L_G , нужно въ компрессорѣ измѣрить:

1. Количество охлаждающей воды W за опредѣленный промежутокъ времени (напр. 1 часъ) и нагреваніе τ_w охлаждающей воды. Тогда

$$GQ = W \cdot \tau_w.$$

2. Температуру t_0 входящаго, t выходящаго воздуха; тогда

$$T - T_0 = t - t_0.$$

3. Объемъ выходящаго воздуха V . Тогда

$$G = \frac{pV}{R(273 + t)},$$

при абсолютномъ давленіи p выходящаго воздуха въ $\frac{kg}{qm}$

Съ особенно значительными трудностями соединено послѣднее измѣреніе. Поэтому проще опредѣлять работу воздуха при поршневомъ компрессорѣ индикаторомъ.

Этотъ приемъ напротивъ съ пользою употребляется для опредѣленія работы сжатія воздуха въ центробѣжныхъ вентиляторахъ и турбо-компрессорахъ, гдѣ индикаторъ не годится, (ср. Z. d. V. d. I. 1907. S. 1669).

Двуступенчатое сжатіе (компрессоры компаунды). Осуществленіе изотермическаго сжатія, съ помощью охлажденія цилиндра, тѣмъ труднѣе, чѣмъ выше сжатіе. Для высокаго сжатія компрессоры выполняются двуступенчатыми. Въ первомъ цилиндрѣ давленіе доводится лишь до частижелаемаго давленія. Этотъ воздухъ выталкивается въ промежуточной резервуаръ, тамъ охлаждается, и за-

темъ во второмъ цилиндрѣ дожимается. Для предыдущаго неважно, происходитъ ли сжатіе сразу или въ двухъ ступеняхъ. Очень высокія давленія практически достигаются лишь двуступенчатымъ сжатіемъ, такъ какъ степень сжатія въ одномъ цилиндрѣ ограничена величиной вреднаго пространства. Если s_0 — вредное пространство въ доляхъ хода, то наивысшее достижимое давленіе p опредѣляется изъ выраженія

$$ps_0^m = p_0 (1 + s_0)^m,$$

или

$$\frac{p}{p_0} = \left(1 + \frac{1}{s_0}\right)^m$$

При изотермическомъ сжатіи ($m=1$) наприм. для

$s_0 =$	0,02	0,05	0,10
получается			
$\frac{p}{p_0} =$	51	21	11.
p_0			

Однако при этихъ наивысшихъ давленіяхъ сжатымъ воздухомъ наполняется только вредное пространство и компрессоръ ничего не подаетъ. Даже при гораздо меньшихъ давленіяхъ степень подачи незначительна. Для сжатія выше 6 атмосферъ теперь употребляются двѣ ступени.

29. Передача энергіи сжатымъ воздухомъ.

Воздухъ, сжимаемый въ одномъ мѣстѣ, по трубопроводу доставляется двигателю сжатого воздуха, стоящему въ отдаленномъ мѣстѣ. Спрашивается, какое количество работы, затраченной въ компрессорѣ для сжатія, можетъ быть возвращено въ двигатель? Двигатель работаетъ, какъ паровая машина: исполненіе на части DE хода AF (фиг. 39), расширеніе воздуха FF' до конца хода, выпускъ на всемъ обратномъ пути $F'A$. Если пренебречь потерями давленія въ трубопроводѣ, то діаграмма компрессора принимаетъ видъ $ABCD$, гдѣ точка B опредѣляется изъ соотношенія

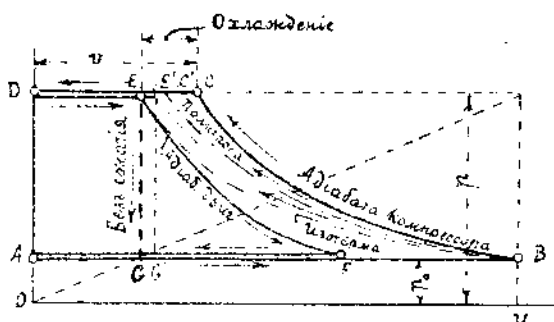
$$pv' = p_0 c_0, \quad v_0 = v' \frac{p}{p_0},$$

потому что обычно при входѣ въ двигатель воздухъ имѣетъ ту же температуру, что и при всасываніи въ компрессоръ.

Смотря по теченію линій сжатія BC и линіи расширенія EF , площади совмѣщенныхъ диаграммъ компрессора и двигателя ($ABCD$ и $DEFA$) болѣе или менѣе различаются одна отъ другой. Разница, представленная площадью $EFBC$, т.-е. „потеря работы при передачѣ силы“ будетъ наибольшей, когда BC и EF адиабаты. — Площадь потери работы уменьшается, если сжатіе отклоняется отъ адиабаты (охлаж-

деніе; линия BC' . Еще больше она уменьшится, если расширение въ двигателѣ протекаетъ надъ адиабатой. Въ действительности встрѣчаются оба обстоятельства въ болѣе или менѣе степени, такъ что адиабатическая площадь $BCE'F$ представляетъ наибольшую потерю, которую можно ожидать при самыхъ неблагопріятныхъ условіяхъ. Однако это справедливо лишь при расширеніи воздуха до противодавленія.

Коэффициентъ передачи улучшается подогревомъ сжатого воздуха передъ входомъ въ двигатель. Тогда точка E переходитъ вправо въ E' , площадь диаграммы двигателя возрастаетъ. Однако это улучшение



Фиг. 39.

приобрѣтается добавочнымъ расходомъ тепла; вопросъ, целесообразенъ ли подогревъ экономически, рѣшается лишь подсчетомъ стоимостей. Для работы двигателя оно благопріятно еще и потому, что при расширеніи въ двигателѣ избѣгается такимъ путемъ чрезмѣрное охлажденіе воздуха и связанное съ нимъ появленіе снѣга на распределительныхъ каналахъ, благодаря замерзанію влаги воздуха.

Въ двигателяхъ, которые работаютъ лишь съ ничтожнымъ расширеніемъ или вовсе безъ него, послѣднее обстоятельство отпадаетъ. Потеря въ этомъ случаѣ вообще очень значительна и (безъ подогреванія) представляется площадью $BCE'G$. Подогревомъ можно сохранить площадь $EE'G'G$. При этомъ

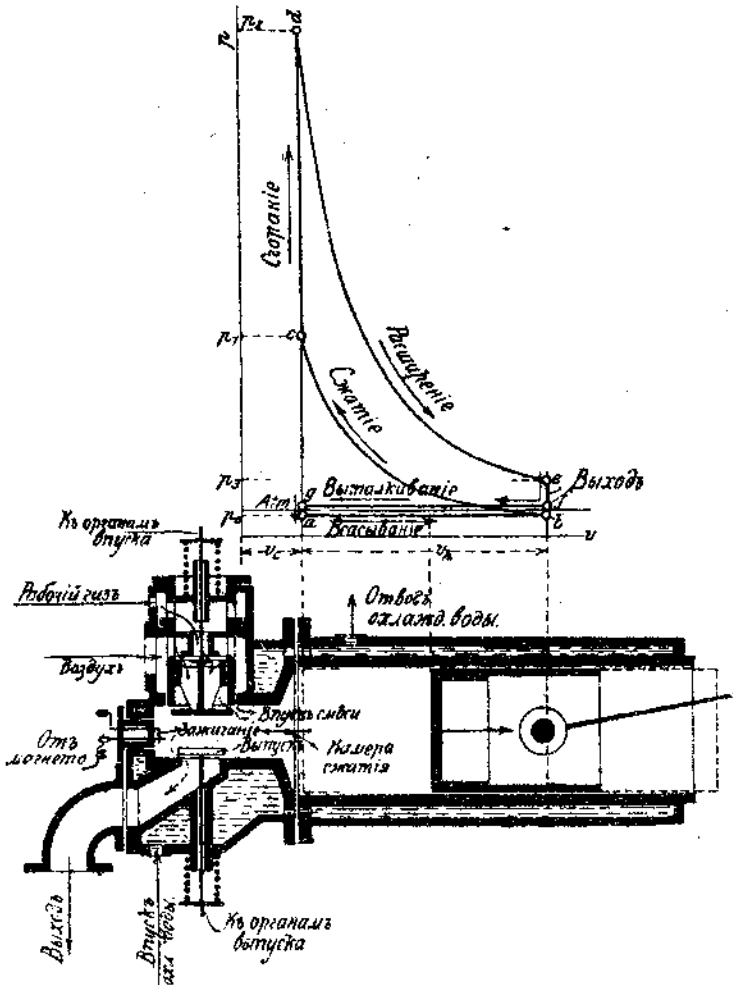
$$DE = DE' \cdot \frac{273 + t'}{273 + t_0},$$

если t_0 есть температура сжатого воздуха передъ, t' — послѣ подогрева. То же количество воздуха по вѣсу въ этомъ случаѣ, вслѣдствіе подогрева, можетъ произвести работу большую въ отношеніи $\frac{273 + t'}{273 + t_0}$.

30. Рабочій процессъ двигателей внутреннего сгорания по принципу Отто (газовые, бензиновые, спиртовые двигатели).

Въ рабочій цилиндръ двигателя простого или двойного дѣйствія всасывается находящимся въ движеніи поршнемъ, при атмосферномъ или меньшемъ давленіи p_0 смѣсь, состоящая изъ воздуха и горючаго

газа (свѣтильный, генераторный или силовой, доменный газъ, пары бензина и т. д.), линия ab (фиг. 40). Въ правомъ мертвомъ положеніи поршня всасывающій клапанъ закрывается; поршень при обратномъ ходѣ сжимаетъ смѣсь, линия bc . Въ лѣвомъ мертвомъ положеніи достигается наибольшее давленіе p_1 сжатія. Степень сжатія $\frac{p_1}{p_0}$ зави-



Фиг. 40.

силь отъ отношенія объемовъ V_c (вредное пространство) и $V_c + V_h$ (V_h — объемъ, описываемый поршнемъ).

Въ моментъ наибольшаго сжатія смѣсь загорается (обычно электрической искрой); давленіе вслѣдствіе нагреванія возрастаетъ отъ p_1 до p_2 почти мгновенно, т.-е. при постоянномъ объемѣ продуктовъ сгоранія, линия cd . Величина p_2 зависитъ отъ количества горючаго газа въ смѣси, отъ теплотворной способности горючаго газа, или проще отъ теплотворной способности смѣси, отъ начальнаго давленія p_1 и начальной температуры T_1 (ср. отд. 16). Сильно сжатые

и накалинные продукты сгорания во время хода поршня вперед расширяются от V_c до $V_c + V_h$, при чем давление падает постепенно от p_2 до p_3 , линия de . Подъ давлением p_3 сгоревшие газы вблизи правого мертвого положения выпускаются наружу через выпускной клапанъ, при чемъ давление въ цилиндрѣ быстро падаетъ до p_4 , линия ef . За обратный ходъ поршень выталкиваетъ газы изъ цилиндра подъ давлениемъ, близкимъ къ атмосферному; остатокъ ихъ V_c смѣшивается со свѣжей порціей при новомъ ходѣ. Слѣдовательно, рабочий періодъ содержитъ четыре хода поршня. Машина называется четырехтактной.

Двухтактные двигатели. Весь процессъ можетъ ограничиться и двумя ходами поршня, если отбросить всасываніе и выпускъ. Смѣсь тогда должна подаваться въ цилиндръ вблизи правого мертвого положенія вспомогательными насосами для воздуха и газа.

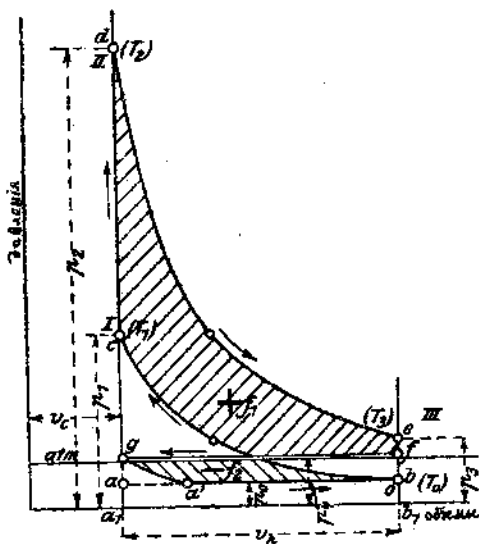
Предъ каждымъ всасываніемъ цилиндръ мгновенно очищается продувкой отъ остатка отходящихъ газовъ. Конструктивно двух—и четырехтактные двигатели очень различаются, но дальнѣйшія изслѣдованія справедливы въ общемъ для обоихъ типовъ.

Полезная работа, отданная поршню за одинъ періодъ, получается слѣдующимъ образомъ, фиг. 41. Во время сжатія (bc) и послѣдующаго расширения (de) во внѣ будетъ отдана работа (bcd), ср. отд. 14.

Обратно, при всасываніи и выталкиваніи извнѣ будетъ израсходована работа, представленная прямоугольникомъ $abfg$.

На фиг. 41 всасываніе происходитъ при значительномъ разрѣженіи; такъ что эта площадь выходитъ гораздо больше, чѣмъ на фиг. 40 (ср. отд. 14).

Какъ видно изъ фиг. 41, полезную работу можно представить разностью площадей, штрихованныхъ наискось и обозначенныхъ „+“ и „—“. Это удобно для опредѣленія работы по индикаторной діаграммѣ.



Фиг. 41.

Планиметромъ проходятъ периметръ кривой $cdefga'bc$ отъ начала до конца, при чемъ разность „ $+f_1 - f_2$ “ получается сама собой. Наоборотъ, чтобы найти эту разность вычисленіемъ, нужно представить ее иначе. А именно, полезная (теорет. индикаторная) работа

$$L = \text{площадь } (a_1deb_1) - \text{площадь } (a_1cbb_1) \\
\text{(расширеніе и сжатіе)} \\
- \text{площадь } (a_1gfb_1) + \text{площадь } (a_1ga'bb_1) \\
\text{(выталкиваніе и всасываніе)}.$$

Относительно последней площади нужно замѣтить, что разреженіе p_0 , вызываемое торможениемъ всасываемой смѣси, происходитъ не (сразу) по ga , но лишь (постепенно) по ga' . Затѣмъ, на $a'b$, на fg не должны быть обязательно прямыми. Но для вычисления теоретически возможной мощности это допущеніе вносить возможно. Диаграммы съ сильнымъ разреженіемъ не встрѣчаются при нормальной нагрузкѣ, но получаютъ при холостомъ ходѣ и слабо нагруженныхъ машинахъ, когда регулированиемъ уменьшается не только количество горючихъ газовъ, но и воздуха. Большому разреженію соответствуетъ тогда меньшее количество горючей смѣси (количественное регулирование). Фиг. 31 представляетъ подобную диаграмму холостого хода двигателя свѣтильнаго газа.

Адиабатическій процессъ долженъ быть принятъ за идеальный для расширенія и сжатія. Сильное охлажденіе, необходимое исключительно по практическимъ соображеніямъ, какъ-то: правильность смазки поршня, предохраненіе стѣнокъ отъ накаливанія и смѣси отъ слишкомъ сильнаго нагреванія не можетъ въ действительности значительно удалить кривыя de и bc отъ адиабатъ (ср. фиг. 30 и 31).

При этомъ по отд. 24:

$$\text{площадь } (a_1deb_1) = 427 \cdot (c_p)_{II}^{III} \cdot (T_2 - T_3),$$

гдѣ T_2 и T_3 абсолютныя температуры въ точкахъ d и e , а $(c_p)_{II}^{III}$ средняя теплоемкость между температурами T_2 и T_3 .

Дальше

$$\text{площадь } (a_1cbb_1) = 427 \cdot (c_p)_0^I \cdot (T_1 - T_0),$$

гдѣ $(c_p)_0^I$ средняя теплоемкость между T_0 и T_1 .

Полезная работа газа за время расширенія и сжатія

$$L_1 = 427 \cdot [(c_p)_{II}^{III} \cdot (T_2 - T_3) - (c_p)_0^I \cdot (T_1 - T_0)]$$

(для kg смѣси).

Наконецъ, если отрицательную площадь ga/b принять за прямоугольникъ, то эта потеря работы равна

$$(p_1 - p_0) V_A.$$

Если въ цилиндрѣ въ концѣ всасыванія заключается G kg газа, то на 1 kg приходится отрицательная работа

$$L_2 = (p_1 - p_0) \cdot \frac{V_A}{G}.$$

Такъ какъ

$$p_0 (V_k + V_c) = GRT_0$$

(уравненіе состоянія газовъ въ b), то

$$L_2 = \frac{p_1 - p_0}{p_0} \cdot \frac{V_k}{V_k + V_c} \cdot RT_0.$$

Обозначимъ

$$\frac{V_h + V_c}{V_c} = \varepsilon,$$

степень расширения (или сжатия).

Тогда

$$\frac{V_h}{V_h + V_c} = \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon}$$

и

$$L_2 = \frac{p_4 - p_0}{p_0} \cdot \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon} \cdot RT_0$$

Работа за одинъ періодъ 1 кг газа

$$L = L_1 - L_2,$$

откуда

$$L = 427 \cdot [(c_v)_H'' (T_2 - T_3) - (c_v)_0' (T_1 - T_0)] - \frac{(p_4 - p_0)}{p_0} \cdot \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon} \cdot RT_0$$

Теплота, возникающая въ газѣ отъ горѣнія на пути cd , вычисляется по измѣненію $T_2 - T_1$ температуры

$$Q_c = (c_v)_I'' (T_2 - T_1).$$

Механическій эквивалентъ этой теплоты

$$L_0 = 427 \cdot (c_v)_I'' (T_2 - T_1).$$

При предыдущемъ процессѣ изъ всего сообщеннаго тепла въ механическую работу превращается лишь часть

$$\eta_t = \frac{L}{L_0} \text{ (термическій коэффициентъ *)}.$$

Для нормальной нагрузки двигателя отрицательной площадью можно пренебречь, тогда

$$\eta_t = \frac{L}{L_0} = \frac{(c_v)_H'' (T_2 - T_3) - (c_v)_0' (T_1 - T_0)}{(c_v)_I'' (T_2 - T_1)}.$$

Количества тепла

$$(c_v)_I'' (T_2 - T_1) = Q_c; \quad (c_v)_H'' (T_2 - T_3) = (Q_c)_H''$$

и

$$(c_v)_0' (T_1 - T_0) = (Q_c)_0'$$

могутъ быть взяты по таблицѣ I, какъ только будутъ извѣстны температуры T_0 , T_1 , T_2 и T_3 .

Тогда

$$\eta_t = \frac{(Q_c)_H'' - (Q_c)_0'}{Q_c}.$$

*) Авторъ включаетъ въ понятие „thermischer Wirkungsgrad“ термические коэффициенты, какъ для идеальной, такъ и для действительной индикаторныхъ диаграммъ.

Для опредѣленія η_i нужно поступать слѣдующимъ образомъ: по данной температурѣ всасыванія T_0 находится T_1 , конечная температура адиабатического сжатія, соответствующая данной степени ϵ сжатія.

Для употребительныхъ степеней сжатія можно приблизительно принять

$$T_1 = T_0 \cdot \epsilon^{k-1} \quad (k=1,4).$$

Точнѣе T_1 получается по отд. 24, а еще удобнѣе по таблицѣ II. Количество тепла $(Q_e)_0^I$, эквивалентное адиабатической работѣ сжатія, получаютъ по табл. I, какъ только извѣстно $T_1 - T_0$ (кривая для воздуха $v = const$). Количество тепла Q_e при сгораніи должно быть дано въ видѣ теплопроизводительности 1 kg всасываемой смѣси. Тогда получаютъ конечную температуру горѣнія T_2 по табл. I (кривая продуктовъ сгоранія $v = const$). По T_2 опредѣляютъ, соответственнo данной степени ϵ расширенія, величину T_3 (находить ее вычисленіемъ по отд. 24, или удобнѣе по таблицѣ II). Вычисленіе при помощи обыкновенныхъ уравненій адиабаты неточно.

По T_3 и T_2 на таблицѣ I (кривая для продуктовъ горѣнія $v = const$), опредѣляется тепло $(Q_e)_H^{III}$, эквивалентное работѣ расширенія. Теперь можно вычислить

$$\eta_i = \frac{(Q_e)_H^{III} - (Q_e)_0^I}{Q_e}.$$

Чтобы произвести сравнительный обзоръ всевозможныхъ значеній η_i , можно считать c_p постояннымъ, тогда легко найти

$$\eta_i = \frac{T_2 - T_3 - (T_1 - T_0)}{T_2 - T_1}.$$

Температуры T_0 и T_1 съ одной, T_2 и T_3 съ другой стороны связаны соотношеніемъ

$$\frac{T_1}{T_0} = \frac{T_2}{T_3},$$

ибо каждое изъ этихъ отношеній равно ϵ^{k-1} .

Отсюда

$$\frac{T_1 - T_0}{T_1} = \frac{T_2 - T_3}{T_2}$$

или

$$T_2 - T_3 = \frac{T_2}{T_1} (T_1 - T_0).$$

Вставимъ это въ η_i

$$\eta_i = \frac{\frac{T_2}{T_1} (T_1 - T_0) - (T_1 - T_0)}{T_2 - T_1}.$$

отсюда

$$\eta_i = \frac{T_1 - T_0}{T_1} = 1 - \frac{T_0}{T_1}.$$

Это же можно представить такъ

$$\eta_i = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}$$

или

$$\eta_i = 1 - \left(\frac{p_0}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}}$$

Полученныя отсюда значенія η_i количественно не вполне точны, вследствие значительныхъ измѣненій теплоемкости, но все же эти выраженія показываютъ сильное вліяніе степени сжатія ε , или, что тоже, увеличенія давленія $\frac{p_1}{p_0}$. Чѣмъ выше сжатіе, тѣмъ больше η_i . Уже первыя машины Отто дали расходъ газа въ три раза меньшій, чѣмъ прежнія машины Ленуара, которыя работали безъ сжатія смѣси, а всѣ позднѣйшіе опыты доказали, что изъ одного и того же количества газа добывается тѣмъ болышій процентъ механической работы, чѣмъ выше сжатіе.

Нынѣшніе двигатели, работающіе свѣтильнымъ или силовымъ газами со сжатіемъ до 12 — 15 kg/cm, превращаютъ при благоприятныхъ обстоятельствахъ приблизительно до 34% теплотворной способности потребляемаго газа въ индикаторную работу

Для

$$\frac{p_0}{p_1} = \frac{1}{15}$$

по вышеприведенной формулѣ получилось бы

$$\eta_i = 1 - \frac{1}{15^{\frac{0,41}{1,41}}} = 0,54 = 54\%.$$

Большое отклоненіе вычисленной величины отъ дѣйствительной получается главнымъ образомъ вследствие пренебреженія потерей въ охлаждающую воду и отъ неточности формулы (см. отд. 32).

Потребленіе горючаго C_i на индикаторный силочасъ опредѣляется по теплотворной способности H горючаго и термическому коэффициенту. При полномъ превращеніи теплоты сгоранія въ работу, изъ 1 kg (соотв. 1 cbm) горючаго получаютъ 427 H mkg. Отъ газо-наго двигателя можно получить въ лучшемъ случаѣ η_i 427 mkg. а значить изъ O_i kg (cbm) горючаго

$$427\eta_i C_i H \text{ mkg.}$$

Съ другой стороны работа, полученная изъ C_i kg горючаго, даетъ силочасъ, равный 75 3600 mkg.

Поэтому

$$427\eta_i C_i H = 75\,3600,$$

отсюда

$$C_i = \frac{75\,3600}{427\eta_i H} \text{ kg (cbm) на силочасъ}$$

$$C_i = \frac{632}{\eta_i H}$$

Потребление горючего обратно пропорционально термическому коэффициенту.

Если напр. имется свѣтильный газъ съ $H=5000$ Cal/cbm, $\eta_i=0,25$, то

$$C_i = \frac{632}{0,25 \cdot 5000} = 0,506 \text{ cbm} = 506 \text{ литровъ.}$$

Для силового газа съ $H=1200$, $\eta_i=0,22$

$$C_i = \frac{632}{0,22 \cdot 1200} = 2,39 \text{ cbm} = 2390 \text{ литровъ.}$$

Относительно вычисления теоретическаго давления вспышки ср. отд. 16 прим. 2. Въ газовыхъ двигателяхъ наибольшее давление обыкновенно не превышаетъ 25 ат. Впрочемъ ср. индикаторную диаграмму фиг. 30

Вліяніе разрѣженія на полезный коэффициентъ. Чтобы получить нагрузку ниже нормальной, нужно всасывать горючую смѣсь съ разрѣженіемъ, такъ называемая „количественная регулировка“. Въ цилиндръ тогда попадаетъ лишь часть вѣса нормальнаго количества смѣси, диаграмма при этомъ получаетъ форму фиг. 41. Полезная работа въ калоріяхъ въ этомъ случаѣ будетъ (см. выше)

$$AL = (Q_e)_{II}^{III} - (Q_e)_0^I \frac{p_4 - p_0}{p_0} \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon} \frac{RT_0}{427}.$$

Если Q_e количество тепла 1 kg загрузки, то

$$\eta_i = \frac{(Q_e)_{II}^{III} - (Q_e)_0^I}{Q_e} \frac{p_4 - p_0}{p_0} \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon} \frac{RT_0}{427 Q_e}.$$

При одинаковой степени сжатія ε и одинаковомъ теплосодержаніи 1 kg смѣси, первый членъ имѣетъ такое же значеніе, какъ и при отсутствіи разрѣженія. Правда, линія сжатія будетъ лежать тѣмъ ниже, чѣмъ больше разрѣженіе, но это само по себѣ не вліяетъ на η_i , потому что здѣсь температуры зависятъ лишь отъ степени сжатія объема.

Однако же благодаря второму члену, который соотвѣтствуетъ отрицательной площади разрѣженія (*fgab*) фиг. 41, получается ухудшеніе η_i .

Вслѣдствіе этой работы сопротивленія η_i уменьшается на величину

$$\eta_{ik} = \left(\frac{p_4}{p_0} - 1 \right) \cdot \left(1 - \frac{1}{\varepsilon} \right) \frac{RT_0}{427 Q_e}.$$

тѣмъ большую,

чѣмъ больше разрѣженіе,

чѣмъ больше степень сжатія,

чѣмъ меньше теплосодержаніе загрузки.

При $\varepsilon = 6,84$, $T_0 = 273 + 90 = 363$, $Q_r = 500$ Cal/kg, $R = 31$

$$\eta_{\text{н}} = 0,045 \left(\frac{p_i}{p_0} - 1 \right)$$

Если $p_i = 1,13$ (давление выпуска), давление атм. — $1,03$ kg/qcm, то для всасывания при $0,1$; $0,2$; $0,3$; $0,4$; $0,5$; $0,6$ ат разряжения будет кругло $\eta_{\text{н}} = 1$; $1,6$; $2,5$; $3,6$; $5,1$; $7,3\%$.

Слѣдовательно, если для нормальной нагрузки $\eta_{\text{н}} = 0,45$ (отд. 32), то для неполной нагрузки при соответствующемъ разряженіи для количественнаго регулированія

$\eta_{\text{н}} = 0,44$; $0,434$; $0,425$; $0,414$; $0,399$; $0,377$.

Потеря дѣлается чувствительной, начиная приблизительно отъ $0,3$ ат разряженія. Такъ, для $0,5$ ат разряженія и $Q_r = 380$ она достигаетъ значительной величины $\frac{5,1 \cdot 500}{380} = 6,7\%$, что отъ абсолютнаго значенія

коэффициента при нормальной нагрузкѣ составляетъ $\frac{6,7 \cdot 100}{45} = 14,9\%$.

Поэтому при меньшихъ нагрузкахъ лучше работать съ большимъ избыткомъ воздуха, чтобы уменьшить разряженіе.

Это, конечно, возможно лишь до известной степени, такъ какъ воспламеняемость и скорость сгорания бѣдныхъ смѣсей въ концѣ станутъ ничтожны. (Смѣшанное регулированіе—по количеству и качеству). Фиг. 31 представляетъ діаграмму холостого хода газоваго двигателя съ регулированіемъ по количеству. Работа разряженія здѣсь очень велика. Наибольшее разряженіе равно $0,63$ ат.

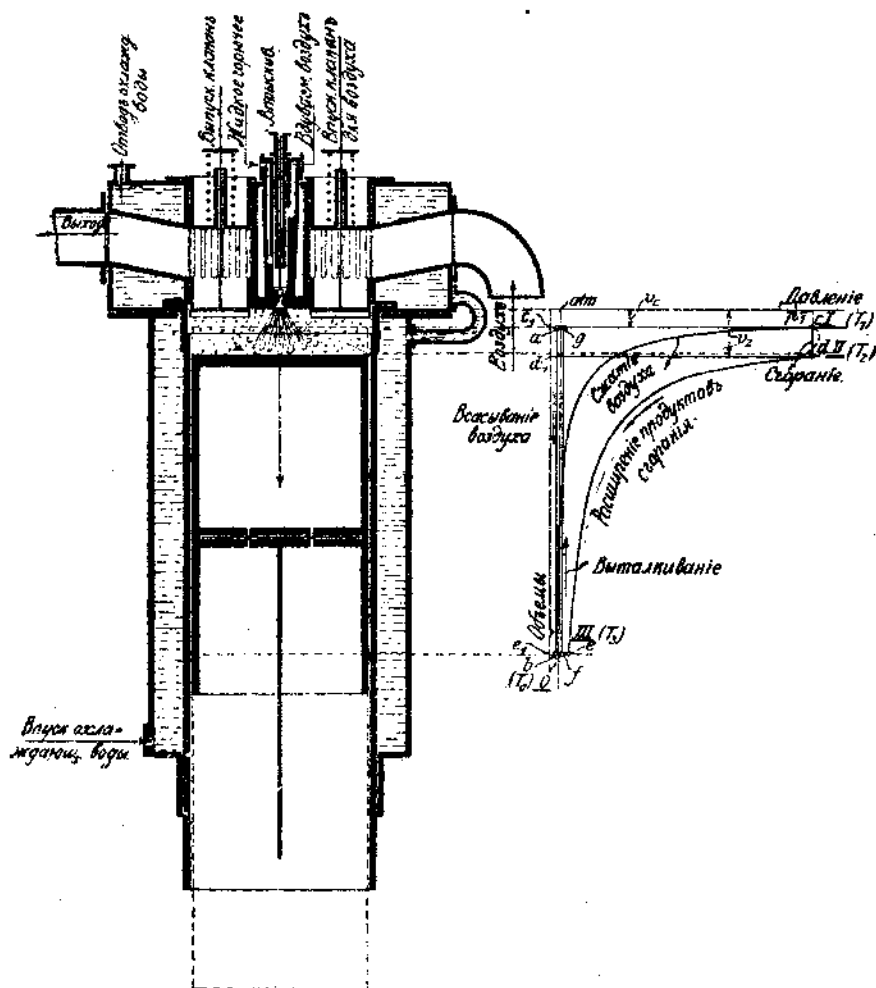
31. Рабочій процессъ двигателей Дизеля.

Эти двигатели работаютъ такъ же, какъ и газовые четырехтактные, въ четыре такта. Они отличаются отъ двигателей Отто тѣмъ, что поршень при первомъ ходѣ всасываетъ не горючую смѣсь, а воздухъ, который при второмъ ходѣ сжимается до $30-40$ ат, при чемъ онъ очень сильно нагревается (см. отд. 22, примѣръ 4). По достиженіи наивысшаго сжатія, т. е. въ началѣ третьяго хода, на большей или меньшей части пути поршня, въ цилиндръ посредствомъ сжатаго воздуха вводится мелко распыленное жидкое горючее (керосинъ, нефтяные остатки, сырая нефть, парафиновое масло).

Въ раскаленномъ воздухѣ оно тотчасъ же вспыхиваетъ. При этомъ температура возрастаетъ въ зависимости отъ теплоты сгорания загрузки и характера измѣненія давленія. Впрыскиваніе производится такъ, чтобы давленіе во время сгорания оставалось приблизительно постояннымъ, т. е. сгораніе идетъ по изобарѣ.

Послѣ впрыскиванія и по окончаніи сгоранія продукты сгоранія распыряются почти до конца третьяго хода и затѣмъ выталкиваются.

Рабочая диаграмма фиг. 42 поэтому имѣеть слѣдующій видъ. Отъ *a* до *b* — всасываніе воздуха съ незначительнымъ разрѣженіемъ. Поршень идетъ отъ верхняго мертваго положенія къ нижнему. Отъ *b* до *c* — сжатіе до 30 — 40 ат. Воздухъ нагревается почти до 800°. Поршень идетъ отъ нижняго мертваго положенія къ верхнему. Въ *c* начало и въ *d* конецъ впрыскиванія и сгорания. Линія *cd* принимается за прямую; на самомъ же дѣлѣ, въ началѣ большею частью имѣется



Фиг. 42.

небольшое повышеніе давленія, а потомъ паденіе съ постепеннымъ переходомъ въ линію расширенія ¹⁾. Отъ *d* до *e* — расширеніе накали-

¹⁾ Характеръ измененія давленія въ сильной степени зависитъ отъ избытка давленія вдуваемого воздуха надъ давленіемъ конца сжатія и отъ движенія клапана для впуска горючаго. Индикаторная диаграмма фиг. 32, которая, судя по линіи сгорания, не является нормальной, указываетъ сначала на сильное паденіе давленія; дальнѣе оно при близительнѣ постоянно. Вѣроятно давленіе вдуваемого воздуха было слишкомъ ничтожно или впускной клапанъ открывался съ опозданіемъ.

ныхъ продуктовъ горѣнія. Поршень идетъ отъ верхняго мертваго положенія въ нижнее. Въ e — начало выпуска (въ дѣйствительности нѣсколько раньше); ef линія быстрого паденія давленія вслѣдствіе вытеканія продуктовъ сгорания; fg линія выталкиванія, очистка цилиндра отъ остатка продуктовъ сгорания идущимъ вверхъ поршнемъ.

Полезная работа L , отданная за одинъ рабочій періодъ поршню, можетъ быть принята здѣсь равной площади $bced$, такъ какъ здѣсь не бываетъ всасыванія съ сильнымъ разрѣженіемъ. Эта площадь состоитъ изъ площади полного давленія $f_1 = (c_1 c d d_1)$, работы расширенія $f_2 = (d_1 d e e_1)$ и площади сжатія $f_3 = (b c c_1 e_1)$.

Имѣемъ

$$L = f_1 + f_2 - f_3.$$

Въ отдѣльности:

$$f_1 = p_1 (v_2 - v_c),$$

или при $p_1 v_2 = RT_2$, $p_1 v_c = RT_1$

$$f_1 = R (T_2 - T_1);$$

Дальше по отд. 22

$$f_2 = 427 \cdot (c_p)_{H'}^{III} \cdot (T_2 - T_3)$$

и

$$f_3 = 427 \cdot (c_p)_c^I \cdot (T_1 - T_0).$$

Слѣдовательно,

$$L = R (T_2 - T_1) + 427 [(c_p)_{H'}^{III} \cdot (T_2 - T_3) - (c_p)_c^I \cdot (T_1 - T_0)].$$

Величины

$$(c_p)_{H'}^{III} (T_2 - T_3) = (Q_p)_{H'}^{III}$$

и

$$(c_p)_c^I \cdot (T_1 - T_0) = (Q_p)_c^I$$

представляютъ количества тепла, которыя нужно было бы отнять отъ 1 kg продуктовъ сгорания (соотв. сообщить 1 kg воздуха), чтобы получить при постоянномъ объемѣ тѣ же измѣненія температуры, которыя возникаютъ въ дѣйствительности при адиабатической отдачѣ (или воспріятіи) работы. Они могутъ быть взяты по таблицѣ I, если извѣстны температуры T_0 , T_1 , T_2 , T_3 . Послѣ этого можно вычислить работу L .

Возрастаніе температуры $T_2 - T_1$ во время сгорания (cd) зависитъ отъ количества тепла, которое освобождается при сгораніи топлива на каждый kg воздуха. Но для полного сгорания 1 kg керосина (и продуктовъ его перегонки) по отд. 7 теоретически требуется 14,5 kg воздуха, въ дѣйствительности же при 25% избыточнаго воздуха нужно по меньшей мѣрѣ $14,5 \cdot 1,25 = 18,2$ kg. Слѣдовательно, практически съ 1 kg воздуха можно сжечь не болѣе $\frac{1}{18,2}$ kg керосина. Это коли-

чество керосина можетъ выдѣлить тепла примѣрно $\frac{11000}{18,2} = 605$ кало-

рій. Тепло Q_p , выделяемое при сгорании под постоянным давлением, может иметь величину или эту, или меньшую (при большем избытке воздуха). Поэтому повышение температуры $T_2 - T_1$ получится из равенства

$$Q_p = (c_p)_I'' (T_2 - T_1).$$

Проще всего его определить по табл. I.

Абсолютное значение работы, равной этой теплоты, есть $L_0 = 427 \cdot Q_p$ mkg. Поэтому термический коэффициент Дизеля:

$$\eta_t = \frac{L}{L_0}$$

или

$$\eta_t = \frac{\frac{R}{427} (T_2 - T_1) + (Q_p)_I'' - (Q_p)_0}{Q_p}.$$

Адиабатические изменения температуры $T_1 - T_0$ и $T_2 - T_3$ могут быть определены при переменной теплоемкости по отд. 24 или по табл. I.

Для грубого подсчета можно принять теплоемкости c_v и c_p постоянными. Тогда будетъ

$$\begin{aligned} \eta_t &= \frac{\frac{R}{427} \cdot (T_2 - T_1) + c_p \cdot [T_2 - T_3 + (T_1 - T_0)]}{c_p (T_2 - T_1)} = \\ &= \frac{R}{427 c_p} + \frac{1}{k} \frac{T_2 - T_3 - (T_1 - T_0)}{T_2 - T_1} \end{aligned}$$

Отсюда при

$$\frac{R}{427 c_p} = \frac{k-1}{k}$$

(по отд. 20) получимъ

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{k} \frac{T_3 - T_0}{T_2 - T_1}.$$

Если через ε обозначить степень сжатия $\frac{V_h + V_c}{V_c}$, а через φ отношение наибольшего и наименьшего пространств сгорания $\frac{V_2}{V_c}$, то по формулѣ для адиабатического изменения состоянія (см. отд. 22)

$$\frac{T_1}{T_0} = \varepsilon^{k-1} \text{ и } \frac{T_3}{T_2} = \left(\frac{\varepsilon}{\varphi} \right)^{k-1}$$

Дальше, для сгорания при постоянном давлении будетъ

$$\frac{T_2}{T_1} = ?$$

Имѣемъ

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{k} \frac{T_0}{T_1} \frac{\frac{T_2}{T_0} - 1}{\frac{T_2}{T_1} - 1}$$

Откуда при

$$\frac{T_3}{T_0} = \frac{T_1}{T_0} \cdot \frac{T_2}{T_2} \cdot \frac{T_2}{T_1} = \varphi^k$$

получимъ

$$\eta_t = 1 - \frac{T_0}{T_1} \cdot \frac{\varphi^k - 1}{k(\varphi - 1)}$$

или

$$= 1 - \frac{1}{\varepsilon^k - 1} \cdot \frac{\varphi^k - 1}{k(\varphi - 1)}$$

φ лежитъ между 1 и ∞ 3;

для

$$\varphi = 1,5 \quad \varphi = 3$$

получится

$$\frac{\varphi^k - 1}{k(\varphi - 1)} = 1,09 \quad 1,31.$$

Поэтому при сравненіи съ термическимъ коэффициентомъ процесса Отто $\left(1 - \frac{T_0}{T_1}\right)$ коэффициентъ процесса Дизеля меньше при томъ же $\frac{T_0}{T_1}$, т.е. той же степени сжатія. Правильнѣе сравнивать оба процесса при одинаковыхъ максимальныхъ давленіяхъ. При этомъ термический коэффициентъ процесса Дизеля выходитъ выше, чѣмъ Отто, при одинаковыхъ (на 1 кг смѣси, соотв. воздуха) количествахъ тепла, превращеннаго въ работу (см. отд. 75).

Въ действительности двигатель Дизеля еще въ большей степени превосходить керосиновые двигатели съ быстрымъ сгораніемъ. Въ то время, какъ въ двигателѣ Дизеля и съ керосиномъ превращается до 40% тепла топлива въ有用ную работу, въ керосиновыхъ двигателяхъ не получается и 20%, вследствие неполноты сгоранія. (Исключенія представляютъ двигатели спиртовые и двигатель Банки, который работаетъ бензиномъ со впрыскиваніемъ воды; но тамъ сжатіе, вследствие содержащейся въ смѣси воды, превосходить величину, допустимую во избежаніе предваренія вспышки). Для газообразныхъ горючихъ процессъ Дизеля не имѣетъ значенія. Газовые двигатели, работающіе по процессу Отто, даютъ почти столь же хорошее использованіе тепла при меньшемъ максимальномъ давленіи.

32. Изслѣдованіе процессовъ въ двигателяхъ внутреннего сгоранія. принимаемая во вниманіе возрастаніе теплоемкости съ температурой:

(Примѣры).

а) Газовые двигатели (процессъ Отто)

Если всасываніе происходитъ подъ атмосфернымъ давленіемъ, какъ это приблизительно бываетъ при нормальной нагрузкѣ, то

$$\eta_t = \frac{(Q_0)_{II} - (Q_0)_I}{Q_0}$$

Здѣсь Q_0 теплота, развитая при сгораніи 1 кг смѣси (теплопроизводительность 1 кг смѣси); $(Q_0)_I$ тепло, эквивалентное работѣ адиабатическаго сжатія, $(Q_0)_{II}$ то же для работы расширенія.

Q_0 обуславливается содержаніемъ горючаго въ смѣси. Для полнаго горѣнія оно не можетъ превзойти нѣкотораго опредѣленнаго пре-

дѣла. Если L_0 есть теоретическій расходъ воздуха (въ килограммахъ) на 1 kg газа, то $1 + L_0$ kg смѣси содержатъ 1 kg газа.

Слѣдовательно, въ этомъ случаѣ 1 kg смѣси не долженъ содержать больше $\frac{1}{1 + L_0}$ kg горючаго.

Если количество воздуха на 1 kg горючаго равно nL_0 , то содержание газа на 1 kg смѣси равно лишь $\frac{1}{1 + nL_0}$ kg. Практически за наименьшее значеніе n — избытка воздуха для нормальной нагрузки можно принять $n = 1,25$

Для меньшихъ нагрузокъ n можетъ быть больше (при регулированіи по качеству), однако — до извѣстнаго предѣла, такъ какъ при уменьшеніи содержанія газа въ смѣси уменьшается и даже совсѣмъ можетъ исчезнуть ея воспламеняемость.

Поэтому, если H есть количество тепла, которое освободится при сгораніи 1 kg газа (теплопроизводительность), то

$$(Q_0)_{\max} = \frac{H}{1 + L_0}$$

и

$$Q_0 = \frac{H}{1 + nL_0}$$

Для свѣтильнаго газа по отд. 7

$$L_0 = 13,1 \text{ kg.}$$

1 свт свѣтильнаго газа, удѣльнаго вѣса 0,515 при 0° и 760 mm развиваетъ въ среднемъ 5000 Cal. Поэтому на 1 kg свѣтильнаго газа приходится

$$\frac{5000}{0,515} = 9720 \text{ Cal.}$$

Откуда

$$(Q_0)_{\max} = \frac{9720}{14,1} = 690 \text{ Cal/kg.}$$

Для $n = 1,25$

$$Q_0 = \frac{9720}{1 + 1,25 \cdot 13,1} = 560 \text{ Cal.}$$

Верхній предѣлъ, при которомъ прекращается способность воспламененія, получается при количествѣ воздуха около 29,4 kg на 1 kg газа, тогда

$$n_{\max} = \frac{29,4}{13,1} = 2,24;$$

Слѣдовательно,

$$(Q_0)_{\min} = \frac{9720}{1 + 29,4} = 320 \text{ Cal.}$$

Такимъ образомъ Q_0 для смѣси воздуха и свѣтлительнаго газа можетъ мѣняться примѣрно въ предѣлахъ отъ 600 до 350.

Для генераторнаго газа при $L_0 = 1,08$

$$H = \frac{1100}{1,1} = 1000 \text{ Cal/kg}$$

$$(Q_0)_{\max} = 480$$

$$\text{и при } n_{\max} \approx \frac{1,76}{1,08} = 1,63$$

$$(Q_0)_{\min} \approx 400.$$

Слѣдовательно, для смѣси воздуха съ генераторнымъ газомъ практическіе предѣлы Q_0 будутъ отъ 500 до 400 Cal/kg. При высокихъ сжатіяхъ и болѣе слабыя смѣси могутъ еще обладать достаточной воспламеняемостью.

Для бензина при $L_0 = 15$, $H = 10500 \text{ Cal/kg}$

$$(Q_0)_{\max} = 656.$$

Отъ примѣшиванія остатка отработавшихъ газовъ воспламеняемость заряда уменьшается. Въ этомъ отношеніи особенно вредна углекислота.

Кромѣ того отъ примѣшиванія остаточныхъ газовъ мѣняется составъ заряда смѣси, уменьшается относительное содержаніе горючаго.

Примѣръ. Двигатель свѣтлительнаго газа со степенью сжатія $\epsilon = 6,84$ при избыткѣ воздуха 1,25. Начальная температура смѣси 90° .

При $H = 5000 \text{ Cal/cbm}$ было бы $Q_0 = 560 \text{ Cal/kg}$. Отъ смѣшиванія съ остаткомъ отработавшихъ газовъ теплосодержаніе смѣси уменьшается приблизительно до $Q_0 = 500 \text{ Cal/kg}$.

1. Сжатіе. Въ примѣрѣ 2 отд. 24 температура при сжатіи возрастаетъ отъ 90° до 497° , если смѣсь считать „газомъ“. Это допущеніе совершенно правильно, если въ отработавшихъ газахъ не содержится углекислоты и водяныхъ паровъ.

При этомъ тепло. эквивалентное работѣ сжатія, находится по табл. I (кривая c_p для воздуха)

$$(Q_0)'_0 = 73,4 \text{ Cal.}$$

Точнѣе было бы вычислить $(c_p)_m$ для дѣйствительной смѣси, и по ней для вышеуказанныхъ границъ температуры найти $(Q_0)'_0$, но разница не должна быть значительной.

При давленіи всасыванія въ 1 ат, давленіе сжатія увеличивается (см. тамъ же) до 14,5 ат abs.

2. Сгораніе. По табл. I при 500 Cal и начальной температурѣ въ 497° конечная температура получается 2218° . (Кривая продуктовъ сгоранія свѣтлительнаго газа) Поэтому давленіе всыпки

$$p_2 = 14,5 \cdot \frac{273 + 2218}{273 + 497} = 46,9 \text{ kg/qcm abs.}$$

принявъ во вниманіе сокращеніе объема (отд. 7 и 8), получаемъ:

$$p_2 = 0,98 \cdot 46,9 = 45,9 \text{ ат.}$$

3. Расширение. При начальной температурѣ

$$T_1 = 273 + 2218 = 2491 \text{ abs.}$$

по отд. 24 определяется конечная температура расширения T_2 изъ выражения

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(1 - \frac{\alpha T_1}{k_0 - 1}\right)^{k_0 - 1} + \frac{\alpha T_1}{k_0 - 1}$$

По отд. 10

$$k_0 = 1,896 \quad \alpha = \frac{0,716}{10000}$$

поэтому

$$\frac{\alpha T_1}{k_0 - 1} = 0,45;$$

$$\frac{T_2}{T_1} = 0,55 \cdot 6,84^{0,896} + 0,45 = 0,55 \cdot 2,129 + 0,45 = 1,62;$$

$$T_2 = 1538; \quad t_2 = 1538 - 273 = \underline{1265^\circ}.$$

Конечное давление расширения p_2 получается изъ

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{1}{6,84^{1,02}} = \frac{1}{11,09}$$

$$p_2 = 4,14 \text{ at abs.}$$

Эквивалентное работѣ расширения отъ начальной температуры 2218° , до конечной въ 1265° и найденное по табл. I тепло

$$(Q_*)_{II}^{III} = 300 \text{ Cal.}$$

Ту же величину $(Q_*)_{II}^{III}$ получимъ вычисленіемъ, при

$$c_p = 0,175 + 0,0000692T$$

(по отд. 11)

$$(c_p)_0^{2218} = 0,175 + \frac{1}{2} 0,0000692 \cdot 2491 = 0,261;$$

$$(c_p)_0^{1265} = 0,175 + \frac{1}{2} 0,0000692 \cdot 1538 = 0,228.$$

Поэтому

$$(Q_*)_{II}^{III} = 0,261 \cdot 2491 - 0,228 \cdot 1538 = 650 - 350 = \underline{300 \text{ Cal.}}$$

Термическій коэффициентъ

$$\eta_t = \frac{(Q_*)_{II}^{III} - (Q_*)_0^I}{Q_0} = \frac{300 - 73,4}{500} = \frac{226,6}{500} = \underline{0,453}.$$

Механическая работа, полученная изъ 500 Cal. потраченного тепла, равна $427 \cdot (300 - 73,4) \text{ mkg}$; изъ 1 cbm газа при 0° и 760 mm. и теплопроизводительности 5000 Cal можно получить (теоретически) не больше:

$$\frac{427 \cdot 226,6 \cdot 5000}{500} = \underline{966000 \text{ mkg.}}$$

Теоретическій расходъ газа на силочастъ согласно

$$\eta_t = \frac{633}{C_i \cdot 5000}$$

получится:

$$C_i = 0,28 \text{ cbm.}$$

Для постоянной теплоемкости было бы

$$\eta_i = 1 - \frac{1}{6,84^{0,46}} = 0,54$$

$$C_i = 0,235 \text{ cbm.}$$

б) Двигатели жидкого топлива (Процессъ Дизеля).

По отд. 31

$$\eta_i = \frac{(Q_c)_{II} - (Q_c)_0 + \frac{R}{427}(T_2 - T_1)}{Q_p}$$

Теплота Q_p , полученная от сгорания 1 kg смѣси (по отд. 31 и 32), не можетъ быть больше примѣрно 600 Cal. $(Q_c)_0$ и $(Q_c)_{II}$ работы адиабатическаго сжатія и расширенія (въ калоріяхъ); $T_2 - T_1$ повышеніе температуры при сгораніи.

Примѣръ. Вычислять теоретическую *pe* диаграмму и термическій коэффициентъ двигателя Дизеля съ 15,73 кратнымъ сжатіемъ:

$$Q_p = 500 \text{ Cal/kg; } t_0 = 100^\circ, \quad p_0 = 0,9 \text{ at.}$$

Сжатіе. По отд. 24, примѣръ I, конечная температура $T_1 = 1044 \text{ abs}$ ($t_1 = 771^\circ$) и работа сжатія въ калоріяхъ

$$(Q_c)_0 = 120 \text{ Cal/kg.}$$

Максимальное давленіе сжатія

$$p_1 = 40,8 \text{ at abs.}$$

Сгораніе. При $Q_p = 500$, $t_1 = 771^\circ$ получается по табл. 1, кривая продуктовъ сгорания керосина ($p = \text{Сопст}$) $t_2 = 2240^\circ$.

Поэтому увеличеніе объема при сгораніи будетъ

$$\varphi = \frac{T_2}{T_1} = \frac{2240 + 273}{771 + 273} = 2,405,$$

значить „наполненіе“

$$\frac{2,405 - 1}{15,73 - 1} = 0,095 \text{ (9,5\%)}.$$

Степень расширенія продуктовъ сгоранія отъ конца наполненія до конца хода

$$\frac{15,73}{2,405} = 6,54.$$

Расширеніе. По отд. 24 будетъ

$$\frac{T_2}{T_3} = \left(1 - \frac{\alpha T_2}{k_0 - 1}\right) \cdot \left(\frac{v_3}{v_2}\right)^{k_0 - 1} + \frac{\alpha T_2}{k_0 - 1}$$

$$k_0 = 1,383, \quad \alpha = \frac{0,652}{10000}$$

Поэтому въ концѣ хода

$$\frac{T_2}{T_3} = 0,5725 \cdot 6,54^{0,338} + 0,4275 = 1,601,$$

такъ что $T_3 = 1568$ abs.,
 $t_3 = 1295^\circ$.

Давленіе въ концѣ хода

$$p_3 = p_2 \cdot \frac{1}{1,601 \cdot 6,54} = \frac{p_2}{10,84} = 3,9 \text{ at abs.}$$

Работа расширенія, соответственно паденію температуры отъ 2240° до 1295° , получится по табл. I въ калоріяхъ

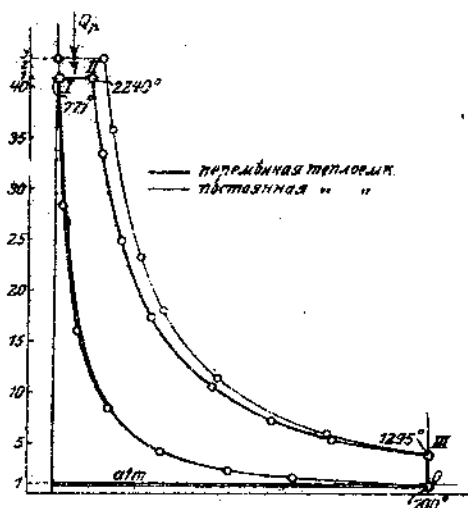
$$(Q)_{II}^{III} = 274 \text{ Cal.}$$

Термическій коэффициентъ при

$$R \approx 31$$

будетъ

$$\eta = \frac{274 - 120 + \frac{31 \cdot 1469}{427}}{500} = 0,522.$$



Фиг. 42а.

Діаграмма pV представлена на фиг. 42а.

При постоянной теплоемкости получилось бы $\eta_i = 0,57$ и діаграмма нѣсколько отогнется.

Если принять во вниманіе сокращеніе объема во время сгорания, то отогнутая діаграмма выйдет нѣсколько меньше, потому что наполненіе отъ этого уменьшается.

33. Примѣненіе газовъ для производства холода.

Предварительныя замѣчанія. Чтобы понизить температуру твердаго, жидкаго или газообразнаго тѣла въсомъ G kg, на t° , нужно на каждый градусъ охлажденія отъ каждаго kg тѣла отнять количество s тепла, а всего $Q = G \cdot s \cdot t$. По тѣмъ дѣйствіямъ, которыя происходятъ при отнятіи этого тепла въ тѣлѣ, его называютъ „холодомъ“. Количество тепла, отнимаемое изъ тѣлъ съ цѣлью охлажденія, называютъ также „запасомъ холода“.

Чтобы перевести тѣло изъ жидкаго въ твердое состояніе, а также чтобы сконденсировать пары, послѣ охлажденія до температуры отвердѣванія (соотв. температуры сжиженія) приходится отводить изъ тѣла еще значительное количество тепла (теплота плавленія, теплота испаренія), чѣмъ и обуславливается измѣненіе физическаго состоянія тѣла (его отвердѣваніе или сжиженіе).

Если при этомъ, давленіе остается постояннымъ, то температура, несмотря на отводъ тепла, не измѣняется до тѣхъ поръ, пока тѣло все до послѣдней частицы не перейдетъ въ новое агрегатное состояніе. Напр., чтобы перевести килограммъ воды при 0° въ ледъ при 0° тре-

буется круглымъ числомъ 80 Cal холода. Следовательно, чтобы изъ воды при t^0 получить ледъ при $-t_1^0$, нужно отнять $Q = t + 80 + 0,5 t_1$ Cal, изъ нихъ t Cal для охлажденія отъ t^0 до 0^0 , 80 Cal для отвердѣванія (теплота плавленія); $0,5 t_1$ Cal для охлажденія льда отъ 0^0 до t_1^0 , т. е. ледъ имѣетъ теплоемкость 0,5 Cal/kg. Практически, для воды $+20^0$ и льда -5^0 принять во вниманіе потери, считаютъ 120 Cal, теоретически понадобилось бы $20 + 80 + 0,5 \cdot 5 = 102,5$ Cal.

Охлажденіе твердыхъ и жидкихъ тѣлъ происходитъ путемъ передачи ихъ собственной теплоты болѣе холоднымъ тѣламъ. При этомъ болѣе холодныя тѣла (B) нагрѣваются на счетъ болѣе теплыхъ (A).

Такъ, при искусственномъ полученіи льда охлажденный ниже 0^0 рассоль (B) воспринимаетъ тепло отъ замерзающей воды (A), и отъ этого нагрѣвается. А вода, правильнѣе смѣсь воды и льда, несмотря на сильное выдѣленіе тепла, сохраняетъ свою температуру 0^0 до тѣхъ поръ, пока вся вода не превратится въ ледъ. Послѣ этого температура льда падаетъ почти до температуры рассола. Нагрѣвшійся рассоль долженъ постоянно смѣняться холоднымъ (циркуляція).

Самый же рассоль приводится къ низкой температурѣ благодаря теплоотдачѣ еще болѣе холодному тѣлу C (охладитель). Собственно образование холода состоитъ въ полученіи охладителя (C), т. е. въ восстановленіи и поддержаніи низкой температуры въ этомъ тѣлѣ. Разъ нѣтъ источниковъ достаточно низкой температуры, то чтобы сдѣлать таковымъ охладитель, нужно отнимать отъ него тепло, уже не проводимостью, а какимъ либо другимъ способомъ. При этомъ сначала нужно отнять отъ охладителя его собственное тепло, а затѣмъ и тепло, переходящее къ нему отъ охлаждаемаго тѣла.

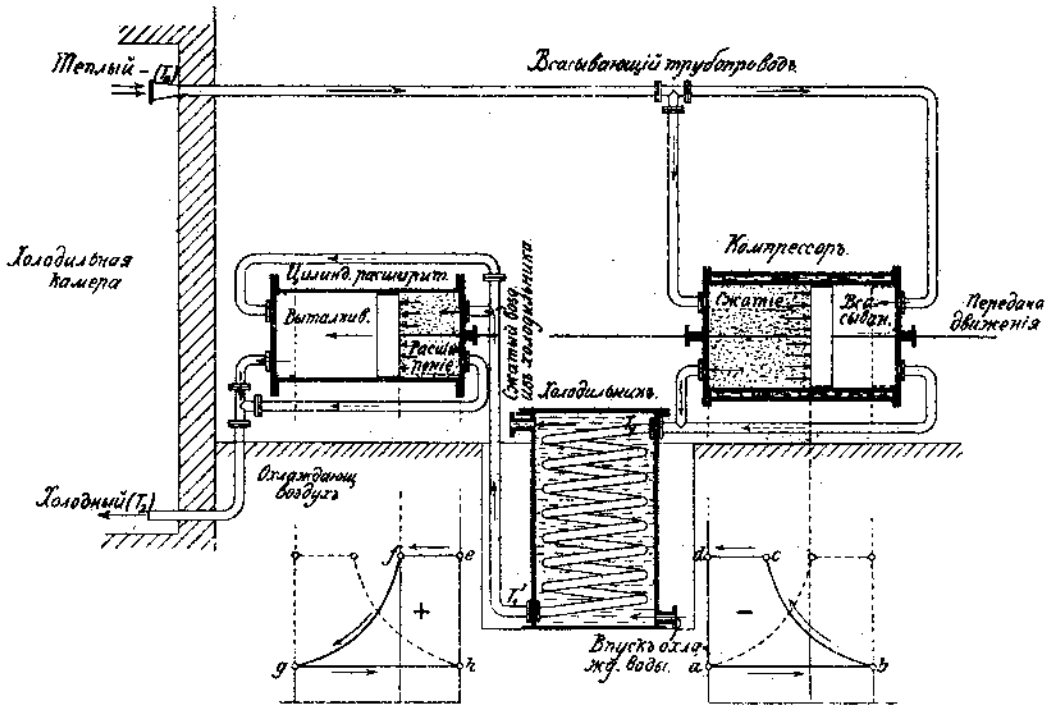
Такъ какъ именно газы и пары можно охлаждать не только отводомъ тепла, но и инымъ способомъ, именно превращеніемъ части ихъ собственной теплоты въ механическую работу, то они пригодны въ качествѣ охладителей. Тепло можетъ или, какъ въ газахъ, выводиться наружу, или, какъ въ парахъ, пойти на внутреннюю работу (испареніе).

Методы производства холода посредствомъ газовъ. Если сжатые газы расширяются адиабатически т. е. безъ сообщенія и отнятія тепла, то изъ газа исчезаетъ теплота, эквивалентная абсолютной работѣ расширенія. Поэтому съ давленіемъ падаетъ также температура газа (отд. 22). Холодный газъ можетъ служить охладителемъ (C). Отсюда получается слѣдующій способъ производства холода (фиг. 43).

Атмосферный воздухъ сжимается въ воздушномъ компрессорѣ. Сжатый, и вслѣдствіе этого нагрѣвшійся, воздухъ охлаждается въ холодильникѣ до вѣшной температуры, напр. до температуры охлаждающей воды. Чѣмъ меньше тепла было отнято при охлажденіи самого компрессора, тѣмъ больше его долженъ воспринять холодильникъ. Если воздухъ сжать адиабатически и не производить дополнительнаго охлажденія, то при послѣдующемъ адиабатическомъ расширеніи температура снова понижается лишь до вѣшной температуры, следовательно этотъ процессъ не далъ бы никакихъ результатовъ. Поэтому

отнятие теплоты от сжатого воздуха очень важная часть процесса, без которой поставленная цѣль не будетъ достигнута. Подробности объ этомъ въ отд. 63 и 65. Охлажденный сжатый воздухъ переходитъ изъ холодильника въ другой цилиндръ и въ немъ расширяется адиабатически до начальнаго давленія (расширитель). При этомъ его температура падаетъ далеко ниже вѣшней.

Въ этомъ состояніи воздухъ и является охладителемъ. Затѣмъ онъ выталкивается или въ охлаждающую камеру, или въ систему трубокъ съ большой поверхностью, причемъ отъ тѣлъ, соприкасающихся съ трубками и подлежащихъ охлажденію (разсолъ, воздухъ), отнимается тепло.



Фиг. 43.

При этомъ охлаждающій воздухъ самъ нагревается приблизительно до температуры притекающаго разсола или температуры помѣщенія.

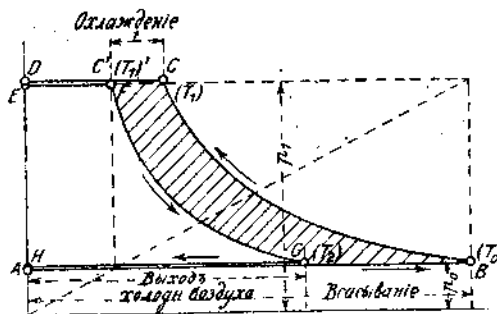
Послѣ отнятія тепла воздухъ или выталкивается наружу (незамкнутый процессъ), или снова всасывается компрессоромъ (замкнутый процессъ). Фиг. 43 показываетъ полный процессъ съ цилиндрами двойнаго дѣйствія *). Соотношенія между давленіемъ, температурой и работой получаются изъ фиг. 44 слѣд. образомъ:

*) Фиг. 43 представляетъ лишь схему пути воздуха, безъ запорныхъ и распределительныхъ органовъ.

Компрессоръ. AB всасываніе воздуха при атмосферномъ давленіи и температурѣ T_0 (въ случаѣ незамкнутого процесса внѣшней температурѣ), BC сжатіе (адиабатическое), CD выталкиваніе сжатого воздуха въ холодильникъ, $ABCD$ диаграмма компрессора (на фиг. 43 $abcd$).

Холодильникъ. Уменьшеніе объема CC' охлажденіемъ до начальной температуры T_0 . C' опредѣлится построеніемъ гиперболы, какъ конечный пунктъ предполагаемой изотермы отъ B до C' .

Расширитель. EF наполненіе расширителя охлажденнымъ воздухомъ изъ компрессора въ объемѣ DC' ($= EF$). Распиреніе FG до внѣшняго давленія p_0 , при этомъ паденіе температуры отъ T_0 (T_1') до T_2 . GH выталкиваніе холоднаго воздуха при обратномъ ходѣ (къ мѣсту потребленія). $EFGH$ (соотв. $efgh$) диаграмма расширителя.



Фиг. 44.

Работа, отданная воздухомъ поршню расширителя, меньше, чѣмъ работа, извнѣ переданная въ компрессорѣ воздуху, какъ видно изъ диаграммъ $ABCD$ и $EFGH$.

Поэтому въ холодильныхъ установкахъ затрачивается собственно механическая работа, соотвѣтствующая площади $BCC'G$.

Температура T_1 опредѣляется изъ выраженія

$$\frac{T_1}{T_0} = \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}}$$

если задаться отношеніемъ $\frac{p_1}{p_0}$;

температура холоднаго воздуха T_2 найдется изъ выраженія:

$$\frac{T_1'}{T_2} = \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}}$$

въ видѣ

$$T_2 = T_1' \left(\frac{p_0}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}}$$

Количество холода на 1 kg воздуха. Если холодный воздухъ, отнимая тепло отъ какого-нибудь тѣла, нагреется самъ до температуры этого тѣла, то каждый kg воздуха получаетъ количество тепла $c_p (T_0 - T_2)$ (охлаждение тѣла происходитъ при постоянномъ давленіи воздуха).

$$Q = c_p (T_0 - T_2)$$

есть количество холода на 1 kg воздуха.

Такъ какъ

$$\frac{T_2}{T_0} = \frac{T_1'}{T_1} = \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}}$$

то

$$Q = c_p T_0 \left(1 - \frac{T_1'}{T_1} \right)$$

Расходъ работы. Работа компрессора (по отд. 28)

$$L_c = 427 c_p (T_1 - T_0),$$

работа расширителя

$$L_e = 427 c_p (T_1' - T_2),$$

поэтому расходуемая дѣйствительная работа (заштрихованная площадь фиг. 44),

$$L = L_c - L_e = 427 c_p (T_1 - T_0 - T_1' + T_2).$$

Отсюда при

$$\frac{T_2}{T_0} = \frac{T_1'}{T_1}$$

получится

$$L = 427 c_p (T_1 - T_0) \cdot \left(1 - \frac{T_1'}{T_1} \right),$$

Степень использованія работы. При затратѣ 1 mkg механической работы получается количество холода $\frac{Q}{L}$ Cal, слѣдовательно, 427 mkg, эквивалентныхъ 1 Cal, дадутъ:

$$\begin{aligned} \frac{427 Q}{L} &= \frac{T_0}{T_1 - T_0} \text{ Cal.} \\ &= \frac{1}{\frac{T_1}{T_0} - 1} \text{ (степень использованія работы).} \end{aligned}$$

Чѣмъ ближе T_1 лежитъ къ T_0 , т.-е. чѣмъ съ меньшимъ сжатіемъ производится работа, тѣмъ больше будетъ эта величина, тѣмъ больше холода получаютъ на опредѣленное количество работы, тѣмъ

меньше затрачивают работы для получения одного и того же количества холода.

Количество холода на силочасъ. Если компрессоръ всасываетъ въ часъ G kg воздуха, то полное количество холода въ часъ

$$Q_s = G \cdot Q.$$

Для этого необходимо $G \cdot L$ mkg работы. Но 1 силочасъ = 75.3600 mkg, поэтому

$$N = \frac{G \cdot L}{75.3600} \text{ лощ. силъ.}$$

Одна лощ. сила въ часъ дастъ

$$\frac{Q_s}{N} = \frac{G \cdot Q \cdot 75.3600}{G \cdot L} = \frac{270000}{427} \cdot \frac{T_0}{T_1 - T_0} \text{ Cal холода}$$

или

$$\frac{Q_s}{N} = 633 \cdot \frac{T_0}{T_1 - T_0} \text{ Cal.}$$

Примѣръ. Охлажденіе воздухомъ примѣняется въ настоящее время лишь на пароходахъ для холодильныхъ камеръ. Холодный воздухъ, фиг. 43, выталкивается прямо въ камеру, а въ другомъ мѣстѣ, въ болѣе высокой температурой (но все еще холодный) снова отсасывается компрессоромъ.

Пусть температура камеры (въ самомъ тепломъ мѣстѣ) — 8° , слѣдовательно $T_0 = 273 - 8 = 265$, средняя температура охлаждающей воды $t'_1 = +20^\circ$. Слѣдовательно $T = 273 + 20 = 293$.

Если взять $\frac{p_1}{p_0} = 5$ (4 ат сверхдавленія), получится:

$$T_1 = 265.5^{0.40} = 420 \text{ abs.; } t_1 = 147^\circ$$

Дальше

$$T_2 = \frac{293}{5^{0.286}} = 185 \text{ abs.; } t_2 = 185 - 273 = -88^\circ.$$

При $T_0 - T_2 = 265 - 185 = 80^\circ$ количество холода на 1 kg воздуха равно

$$Q = 0.239.80 = 19.12 \text{ Cal.}$$

Поэтому, если въ часъ нужно 10000 Cal. холода, то цилиндры должны имѣть возможность подавать:

$$G = \frac{10000}{19.12} = 524 \text{ kg (или } \frac{524}{1.29} = 406 \text{ кубм при } 0^\circ) \text{ воздуха.}$$

Соотвѣственно рабочей объемъ расширителя долженъ быть въ $\frac{GH}{AB} = \frac{T_2}{T_0} = \frac{185}{265} \approx 0.7$ меньше объема компрессора.

Количество холода на силочасъ будетъ:

$$\frac{Q_s}{N} = 633 \cdot \frac{265}{420 - 265} = 1050 \text{ Cal.}$$

Слѣдовательно, для 10000 Cal/часъ была бы нужна работа $\frac{10000}{1050} = 9.3$ вид. силъ.

Въ дѣйствительности эти машины не даютъ и 800 Cal на инд. силовчасъ, если подъ индикаторной работой понимать разность между индикаторными нагрузками компрессора и расширителя.

Въ сторону ухудшенія вліяетъ то обстоятельство, что вмѣсто теоретической температуры холоднаго воздуха — 88° въ дѣйствительности можно получить лишь примѣрно — 65° , въ виду теплопроводности стѣнокъ расширителя.

Можно улучшить процессъ, примѣняя меньшія сжатія (въ исполненныхъ машинахъ сжатіе до 4 — 5 at abs). Но отъ этого количество холода на 1 kg воздуха будетъ меньше, и придется употребить больше воздуха. Поэтому размѣры цилиндра выходятъ больше, и машины получаются слишкомъ дорогими.

Машины съ охлажденіемъ воздухомъ настолько слабѣе машинъ для охлажденія различными парами, что распространеніе ихъ очень ограничено. Въ машинахъ для охлажденія какимъ нибудь паромъ при благоприятныхъ обстоятельствахъ въ дѣйствительности получается до 4000 и больше Cal на силовчасъ, слѣдовательно въ пять разъ больше, чѣмъ въ машинахъ съ охлажденіемъ воздухомъ.

II ЧАСТЬ

П а р ы

(включая и явления при теченіи газовъ и паровъ).

Водяной паръ.

34. Насыщенный водяной паръ. Давленіе и температура. Выраженія для количества тепла при парообразованіи. Энергія пара. Удельные вѣсъ и объемъ. Влажный паръ.

Нагляднѣе всего можно уяснить свойства водяного пара, прослѣдивъ его образованіе изъ жидкой воды.

Если испарять воду въ открытомъ сосудѣ при постоянномъ атмосферномъ давленіи, то прежде всего ея температура достигаетъ примѣрно 100° . Съ этого момента начинается образованіе пара. Давленіе этого пара равно атмосферному давленію, т.-е. около $1,03 \text{ kg/cm abs.}$, его температура, какъ и температура воды, равна 100° , и не увеличивается даже при самомъ энергичномъ сообщеніи тепла.

Съ повышеніемъ давленія на поверхность воды въ паровомъ котлѣ повышается и температура воды, при которой начинается парообразованіе, а значитъ и температура пара. Питательная вода, поступившая въ котелъ во время работы, должна быть передъ обращеніемъ ея въ паръ нагрѣта до этой температуры. При болѣе низкомъ давленіи, напримѣръ въ замкнутомъ сосудѣ съ разрѣженіемъ или въ открытомъ сосудѣ на горахъ, парообразованіе начинается ниже 100° . Такъ, если давленіе понижается до $17,4 \text{ mm Hg}$, то вода кипитъ при 20° .

Слѣдовательно, парообразованіе и вмѣстѣ съ тѣмъ существованіе пара опредѣленнаго давленія (p) связано съ совершенно опредѣленной, зависящей отъ p температурой. Зависимость между давленіемъ пара и его температурой представлена на фиг. 45. Таблица для пара (см. прибавленіе) даетъ соотвѣтствующія величины $p = f(t)$, найденныя изъ весьма точныхъ опытовъ Реньо, (до него пользовались данными Уатта

достаточно точными). Для давлений отъ 20 ат до 220 ат имѣются новѣйшіе опыты. Ср. отд. 42.

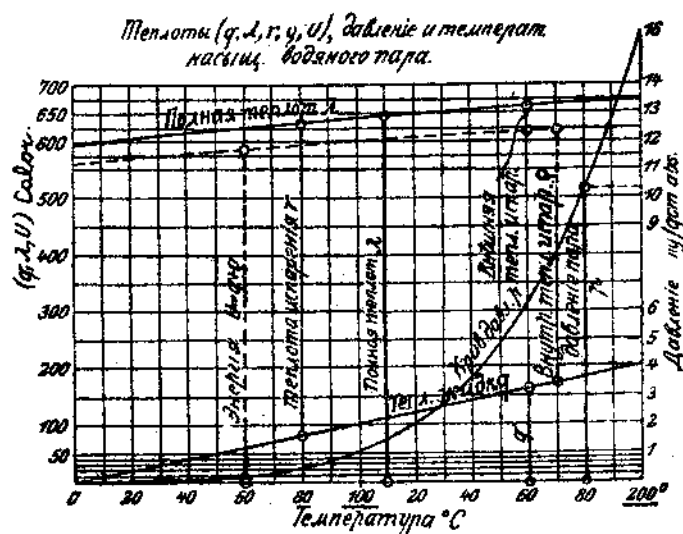
Количество теплоты, которое идетъ на получение 1 kg пара t^0 изъ холодной воды t_0^0 , состоитъ изъ теплоты q , идущей на нагреваніе холодной воды отъ t_0^0 до t^0 и теплоты испаренія килограмма воды, нагрѣтой до t^0 .

Теплота жидкости q считается отъ начальной температуры въ 0^0 и приближенно равна

$$q = t \text{ Cal.}$$

Теплота испаренія значительно больше; на основаніи опытовъ Реньо Клаузиусомъ дана для нея приближенная формула

$$r = 607 - 0,708 t.$$



Фиг. 45.

Такъ, при 100^0 это составитъ примѣрно 536,2. Cal, т.-е. въ 5,4 разъ больше теплоты жидкости. Нѣсколько болѣе точныя величины даетъ таблица пара (въ прибавленіи); величина r уменьшается съ увеличеніемъ давленія.

Такимъ образомъ, необходимое количество тепла для получения 1 kg пара при испареніи подъ постояннымъ давленіемъ изъ 1 kg воды при 0^0 будетъ

$$\lambda = q + r$$

(полная теплота сухого пара)

Приблизительно

$$\lambda = 606,5 + 0,305 t.$$

На фиг. 45, по таблицамъ Молье, даны q и λ для температуръ пара отъ 0^0 до 200^0 .

Внѣшняя и внутренняя теплота испаренія. Тепло, сообщенное водѣ въ качествѣ теплоты испаренія r , не обнаруживается въ парѣ, оно полностью идетъ на механическую работу при парообразованіи. Дѣйствительно, такъ какъ 1 kg пара занимаетъ объемъ (v) гораздо большій, чѣмъ 1 kg воды ($\sigma \approx 0,001$ cbm/kg), то при парообразованіи для преодоленія внѣшняго давленія, которое равно давленію пара p , должна быть произведена работа $p (v, - \sigma)$ mkg, соотвѣтствующая увеличенію объема $v, - \sigma$ (отд. 13). На это расходуется $\frac{1}{427} p (v, - \sigma)$ Cal.

Однако это количество значительно меньше r , т.-е. кромѣ него изъ сообщенной пару теплоты въ скрытое состояніе переходить еще

$$r - \frac{1}{427} p (v, - \sigma) = q \text{ Cal.}$$

Это можно объяснить лишь тѣмъ, что для необходимаго при парообразованіи преодоленія внутреннего (молекулярнаго) сдвѣженія жидкости, нужно затратить 427 p mkg механической работы.

Поэтому полную теплоту испаренія представляютъ въ видѣ суммы „внѣшней“ и „внутренней“ теплоты испаренія,

$$r = \frac{1}{427} p (v, - \sigma) + q$$

Изъ этихъ двухъ частей внутренняя теплота испаренія гораздо больше, несмотря на очень значительное увеличеніе объема при испареніи. Это видно изъ фиг. 45, гдѣ r дѣлится на эти два слагаемыхъ пунктирной линіей.

Энергія пара. Работа $p (v, - \sigma)$ отдается во внѣ, въ то время какъ 427 p , хотя, какъ тепло исчезаетъ, но все же остается въ парѣ въ видѣ потенциальной энергіи

Теплота q остается въ парѣ въ видѣ теплоты. Сумма $q + p = U$ называется энергіей пара (объ этомъ понятіи ср. отд. 67). Эта величина также представлена на фиг. 45. Въ предѣлахъ отъ 100° до 200° U возрастаетъ отъ 599.2 до 623.2.

Замѣчаніе. Изъ фиг. 45 получается тотъ важный для техники выводъ, что количество тепла (λ) при высокихъ давленіяхъ сравнительно немного больше, чѣмъ при низкихъ. Поэтому въ паровыхъ машинахъ употребляютъ паръ по возможности болѣе высокаго давленія, такъ какъ для полученія его требуется немного больше тепла, а его способность совершать въ машинахъ работу увеличивается весьма сильно

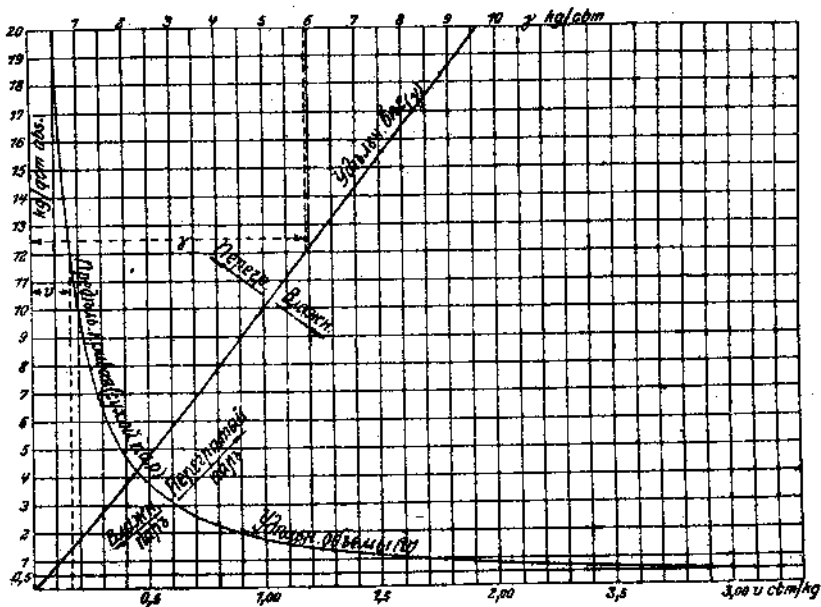
Удѣльные объемъ и вѣсъ. Чѣмъ выше давленіе пара, тѣмъ меньше объемъ, который занимаетъ одинъ и тотъ же вѣсъ пара. Если бы паръ имѣлъ такую же зависимость между давленіемъ, объемомъ и температурой какъ газъ, то было бы

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{\rho_2}{\rho_1} \frac{T_1}{T_2}$$

т.е. объемъ обратно пропорціоналенъ давлению и прямо пропорціоналенъ температурѣ. Это соотношеніе непримѣнимо для насыщеннаго пара при обычныхъ давленияхъ въ котлахъ. Оно лишь указываетъ на общій характеръ зависимости.

Изъ опытовъ Реньо надъ теплотой испаренія и надъ связью между температурой и давлениемъ Цейнеръ, пользуясь т. наз. уравненіемъ Клапейрона (отд. 76), вычислилъ удѣльные объемы пара, которые и содержатся въ извѣстныхъ таблицахъ Цейнера.

Въ новѣйшее время въ Лабораторіи технической физики въ Мюнхенѣ были произведены опыты надъ свойствами водяныхъ паровъ (Кноблаухомъ, Р. Линде и Клебе), при чемъ очень точно опре-



Фиг. 46.

дѣлялся и удѣльный объемъ насыщеннаго пара (Ср. Mitteilungen über Forschungsarbeiten, тетр. 21). Въ то же время Молье, на основаніи уравненія состоянія перегрѣтаго пара, даннаго Каллендеромъ, и кривыхъ $p=f(t)$ Реньо, составилъ новыя таблицы пара, которыя хорошо согласуются съ Мюнхенскими опытами ¹⁾.

По Молье можно пользоваться простой приближенной формулой

$$p^{15} v_s = 1,7235 \quad (p \text{ въ } \text{kg/cm}^2, v \text{ въ } \text{cbm/kg}).$$

Отсюда удѣльный вѣсъ

$$\frac{1}{v_s} = \gamma_s = 0,5802 p^{15} \quad (\text{kg/cbm}).$$

¹⁾ R. Mollier, Neue Tabellen und Diagramme für Wasserdampf. Berlin, I. Springer, 1906.

Слѣдовательно, при неособенно широкихъ предѣлахъ удѣльный вѣсъ приблизительно пропорціоналенъ давленію (при грубомъ приближеніи равенъ почти половинѣ абсолютнаго давленія пара).

Въ фиг. 46 за ординаты приняты давленія, за абсциссы удѣльные вѣса и удѣльные объемы сухого пара. Линія уд. объемовъ (такъ наз. предѣльная кривая) есть гиперболическая кривая, линія уд. вѣса — почти прямая, проходящая черезъ начало координатъ. Разница между таблицами Молье и таблицами Цейнера относительно v и γ , столь ничтожна, что совершенно не можетъ быть выражена при масштабѣ фиг. 46.

Влажный паръ. Все предыдущее относится къ сухому насыщенному пару. Но уже при образованіи пара увлекается въ паровое пространство больше или меньше частицъ жидкости. Кромѣ того, частицы воды могутъ появиться вслѣдствіе конденсаціи сухого пара уже при самой незначительной отдачѣ теплоты пара стѣнкамъ трубопроводовъ или паровыхъ цилиндровъ.

Какъ при испареніи каждой частицы жидкости паръ воспринимаетъ тепло при постоянномъ давленіи и температурѣ, такъ и обратно паръ можетъ отдавать во внѣ тепло безъ измѣненія p и t ; при этомъ въ жидкое состояніе переходитъ количество пара, точно соответствующее отданному количеству тепла. Поэтому насыщенный паръ въ дѣйствительности всегда представляетъ смѣсь сухого пара и жидкости; при этомъ онъ называется или влажнымъ, или при большомъ количествѣ влаги мокрымъ. Его составъ дается въ вѣсовыхъ частяхъ. Вѣсъ x сухого пара въ 1 kg пара влажнаго называется степенью сухости пара или паросодержаніемъ (также пропорціей пара въ смѣси). Жидкость въ 1 kg пара вѣситъ тогда $1 - x$ kg; это есть влажность пара. Какъ x , такъ и $1 - x$ часто даются въ процентахъ; такъ $x = 0,9$, слѣдовательно $1 - x = 0,1$, соответствуетъ 90% пара и 10% жидкости.

Объемъ v одного kg влажнаго пара, меньше v пара сухого. Дѣйствительно, если вообразить себѣ часть послѣдняго сконденсированной при неизмѣнномъ давленіи, то объемъ уменьшается, такъ какъ вода занимаетъ гораздо меньшій объемъ, чѣмъ паръ, изъ котораго она получилась. Объемъ, который занимаютъ x kg пара, есть xv , а объемъ $1 - x$ kg воды равенъ $(1 - x) 0,001$ cbm (1 kg воды = 1 литру = 0,001 cbm), поэтому 1 kg влажнаго пара занимаетъ объемъ

$$v = xv + (1 - x) \cdot 0,001$$

Если паросодержаніе преобладаетъ, что всегда имѣется при пользованіи паромъ, то $0,001 (1 - x)$ очень мало по сравненію съ xv . Напримѣръ, при $x = 0,75$, что представляетъ уже значительную влажность, для пара, давленіе котораго

	$p = 0,1$	8	15 kg/qcm
будетъ	$v_s = 14,92,$	0,246;	0,136 cbm/kg
	$xv_s = 11,2,$	0,185;	0,102 „ пара
	$0,001 \cdot (1 - x) = 0,00025,$	0,00025	0,00025 „ воды.

Даже въ самомъ неблагоприятномъ случаѣ, при 15 ат, объемъ жидкости не составляетъ и $\frac{1}{4}\%$ общаго объема (объема смѣси). Поэтому въ дальнѣйшемъ съ достаточной точностью можно считать

$$v = xv_s,$$

(удѣльный объемъ влажнаго пара), и поэтому въ виду

$$\gamma_s = \frac{1}{v_s}, \quad \gamma = \frac{1}{v}$$

имѣемъ

$$\gamma = \frac{\gamma_s}{x}$$

Слѣдовательно, удѣльный вѣсъ влажнаго пара больше, чѣмъ вѣсъ сухого. Онъ получается изъ послѣдняго дѣленіемъ на пареодержаніе.

Полная теплота пара. Такъ какъ для образованія 1 kg сухого пара нужно $q + r$ Cal, то для x kg сухого пара въ смѣси понадобится $x(q + r)$ Cal, кромѣ того для нагреванія $(1 - x)$ kg воды нужно $(1 - x)q$ Cal, а всего для влажнаго пара

$$\lambda = (q + r)x + q(1 - x),$$

или

$$\lambda = q + xr$$

(полная теплота влажнаго пара), или

$$\lambda = q + xr + \frac{1}{427} px (v_s - 0,001).$$

Энергія. Энергія влажнаго пара представляется суммой внутренней теплоты испаренія xr и теплоты жидкости q

$$U = q + xr \text{ (ср. отд. 67).}$$

Примѣръ 1. Манометръ у котла показываетъ 7,5 kg/qcm. Определить температуру пара, если показаніе барометра равно 710 mm Hg.

Абсолютное давленіе пара

$$p = 7,5 + \frac{710}{735,6} = 7,5 + 0,966 = 8,466 \text{ kg/qcm abs.}$$

Отсюда по таблицамъ пара

$$t = 172 - 2,5 \frac{0,034}{0,5} \text{ (интерполируя отъ 8,5 внизъ)} = 171,8^\circ.$$

2. Сколько вѣситъ 10 cbm влажнаго пара при 7 ат сверхдавленія и влажности 12% ?
1 cbm сухого пара при 7 + 1,033 = 8,033 ат abs. вѣситъ по таблицѣ

$$4,068 + 0,239 \cdot \frac{0,033}{0,5} = 4,084 \text{ kg.}$$

Отсюда при $x = 1 - 0,12 = 0,88$ вѣситъ 1 cbm влажнаго пара будетъ $\frac{4,084}{0,88} = 4,64 \text{ kg.}$

Такъ что 10 сѣм въеять 46,4 кг.

3. Паровая турбина въ 1000 эф. силъ расходуетъ въ часъ на 1 силу 7 кг насыщеннаго пара. Пусть въ ступеняхъ какъ высокаго, такъ и низкаго давления паръ изъ направляющихъ вѣтвей вытекаетъ со скоростью 300 м/сек; какъ велико должно быть при этомъ живое сѣченіе направляющаго аппарата а) для первой ступени при 7 кг/сѣм и $x = 0,95$, б) для послѣдней ступени при 0,08 кг/сѣм abs. и $x = 0,85$?

Расходъ пара въ часъ $1000 \cdot 7 = 7000$ кг, расходъ пара въ секунду $\frac{7000}{3600} = 1,945$ кг.

а) Объемъ 1 кг при 7 ат abs равенъ 0,2786 сѣм для сухого пара, и $0,95 \cdot 0,2786 = 0,2645$ сѣм для влажнаго. Отсюда объемъ 1,945 кг равенъ 0,514 сѣм/сек. Такъ что при скорости въ 300 м/сек требуется сѣченіе

$$\frac{0,514}{300} \cdot 10000 = 17,13 \text{ сѣм.}$$

в) При 0,08 ат. abs. объемъ влажнаго пара будетъ $0,85 \cdot 18,408 = 15,62$ сѣм.

Отсюда требуемое сѣченіе равно $\frac{15,62 \cdot 1,945}{300} \cdot 10000 = 1012$ сѣм т.-е. примѣрно въ 59 разъ больше, чѣмъ для первой ступени.

4. Котель доставляетъ паръ для паровой машины въ 100 силъ, которая расходуетъ на сидлочасъ 9 кг пара при 8 кг/сѣм abs. Какое количество тепла въ часъ должно пойти на парообразование? Температура питательной воды 15° .

Въ часъ снимается 900 кг пара. По таблицѣ полная теплота сухого пара при температурѣ питательной воды 0° равна 663,5 Cal; при температурѣ питательной воды 15° требуется $663,5 - 15 = 648,5$ Cal. Значитъ паръ долженъ воспринимать въ часъ $900 \cdot 648,5 = 583650$ Cal.

5. При впускѣ въ цилиндръ паровой машины, сухой насыщенный паръ, 10 ат abs., становится влажнымъ съ 15% влаги. Сколько $\%$ тепла пара передается стѣнкамъ? Полная теплота 1 кг сухого пара при 10 ат равна 666. Къ стѣнкамъ переходитъ теплота испаренія 0,15 кг, слѣдовательно по таблицамъ $0,15 \cdot 484,6 = 72,7$ Cal, т.-е. $\frac{72,7}{666,1} \cdot 100 = 10,9\%$ полной теплоты пара.

6. Для обогрѣванія нѣкотораго помѣщенія паромъ низкаго давления нужно въ часъ 10000 Cal. Сколько потребуется въ часъ пара при 0,2 ат сверхдавленія, если конденсатъ возвращается въ котель при 100° ?

Теплота испаренія r для пара при $1,033 + 0,20 = 1,233$ ат abs. равно 536 Cal.

Значитъ необходимо $\frac{10000}{536} = 18,7$ кг пара. *)

35. Измѣненіе влажности насыщеннаго пара при любомъ измѣненіи состоянія. Кривая постоянной влажности (или постоянной пропорціи пара).

Состояніе влажнаго пара опредѣляется его давленіемъ и паросодержаніемъ x (или влажностью $1 - x$). Такъ какъ съ послѣдней величиной связанъ удѣльный объемъ $v \propto x \cdot v_s$, то состояніе пара дано, если даны давленіе и удѣльный объемъ. Принявъ p за ординаты и v за абсциссы, и нанеся соответствующія значенія p и v (фиг. 47), находимъ, что точка A при влажномъ парѣ будетъ лежать до предѣльной кривой, ибо при равныхъ давленіяхъ влажный паръ имѣетъ меньшій объемъ (CA), чѣмъ сухой (CA_s). Паросодержаніе x представится отношеніемъ $CA : CA_s$, а степень влажности отношеніемъ $AA_s : CA_s$. Точнѣе по отд. 34

$$v = xv_s + (1 - x) v_s$$

*) измѣненіемъ „теплоты жидкости“ авторъ здѣсь пренебрегаетъ. Прим. ред.

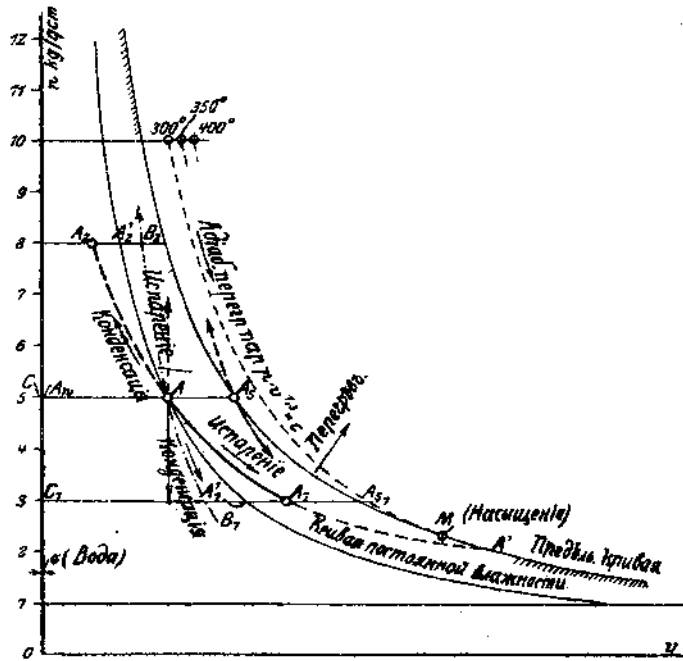
откуда

$$x = \frac{v - \sigma}{v_s - \sigma}$$

Если на фиг. 47 нанести еще объемы 1 kg воды σ , которые соответствуют различным давлениамъ (и температурамъ) пара, то

$$x = \frac{A_w A}{A_w A_s}$$

Эта поправка для водяного пара при веѣхъ встрѣчающихся на практикѣ давлениахъ ничтожна ¹⁾. Кривая объемовъ воды называется нижней предѣльной кривой.



Фиг. 47.

Если паръ отъ A расширяется по нѣкоторому закону, линия AA_1 , то въ общемъ случаѣ степень влажности мѣняется.

Такъ, въ точкѣ A_1 (фиг. 47) влажность будетъ $\frac{A_1 A_{s1}}{C_1 A_{s1}}$, т.-е. меньше, чѣмъ въ A . Слѣдовательно, отъ A до A_1 будетъ происходить испарение жидкости.

Если представить линію AA_1' проведенной такъ, что A_1' дѣлитъ отрѣзокъ $C_1 A_{s1}$ въ томъ же отношеніи, какъ A отрѣзокъ CA_s , то вдоль AA_1' влажность не измѣняется.

Въ фиг. 47 AA_1' представляетъ линію 35% влажности ($x=0,65$). Если имѣется подобная линія, то сразу можно видѣть, будетъ ли при

¹⁾ Для углекислоты наоборотъ, ср. фиг. 70.

какомъ либо начинающемся изъ A измѣненіи состоянія конденсироваться паръ или испаряться жидкость.

Напримѣръ на пунктирной линіи AZ , степень влажности увеличивается; то же самое на вертикали отъ A внизъ (охлажденіе при постоянномъ объемѣ). На горизонтали черезъ A вправо, понятно, происходитъ испареніе.

При сжатіи отъ A по AA_2 происходитъ конденсація, по AB_2 напротивъ испареніе.

Итакъ, при расширеніи и сжатіи влажнаго пара можетъ получаться, смотря по характеру измѣненія состоянія, или испареніе или конденсація.

Измѣненіе состоянія по одному и тому же опредѣленному закону при расширеніи связано съ конденсаціей, а при сжатіи съ высушиваніемъ пара или наоборотъ.

Паръ сухой вначалѣ, точка A , будетъ при расширеніи, которое происходитъ внизъ отъ предѣльной кривой, всегда влажнымъ; при сжатіи онъ можетъ перегрѣться (напр. при адиабатическомъ измѣненіи состоянія).

Кривыя постоянной влажности подобны предѣльной кривой, слѣдовательно ихъ уравненіе такое же: $p^{15}v = \text{const.}$

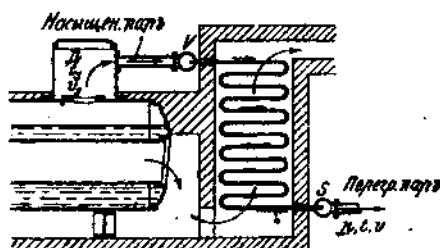
36. Перегрѣтый водяной паръ. Полученіе. Теплосодержаніе. Истинная и средняя теплоемкость при постоянномъ давленіи. Уравненіе состоянія. Предѣльная кривая.

Если насыщенному (и почти сухому) пару, какимъ онъ получается въ паровомъ котлѣ, сообщается отъ дымовыхъ газовъ еще тепло въ нѣкоторомъ удаленіи отъ зеркала испаренія, то его объемъ и температура возрастаютъ противъ температуры насыщенія, соотвѣтствующей давленію пара въ котлѣ. При этомъ пространство, въ которомъ паръ воспринимаетъ прибавочную теплоту (перегрѣватель), должно свободно сообщаться съ паровымъ пространствомъ котла, какъ это всегда и выполняется на практикѣ. Тогда въ перегрѣвателѣ будетъ такое же давленіе, какъ и въ котлѣ.

Фиг. 48 показываетъ схему подобнаго устройства. Изъ сухопара насыщенный паръ поступаетъ въ распредѣлитель V , съ которымъ соединены расположенные рядами змѣевикъ; они собственно и образуютъ перегрѣватель.

Трубы перегрѣвателя соединяются при выходѣ изъ обогреваемого пространства въ сборникъ S , къ которому примыкаетъ трубопроводъ перегрѣтаго пара.

Паръ вступаетъ въ распредѣлитель V при температурѣ котла t_1 , при протеканіи по трубамъ сверху внизъ онъ нагревается и вступаетъ въ сборникъ съ температурой $t > t_1$. Такъ какъ въ то же время его



Фиг. 48.

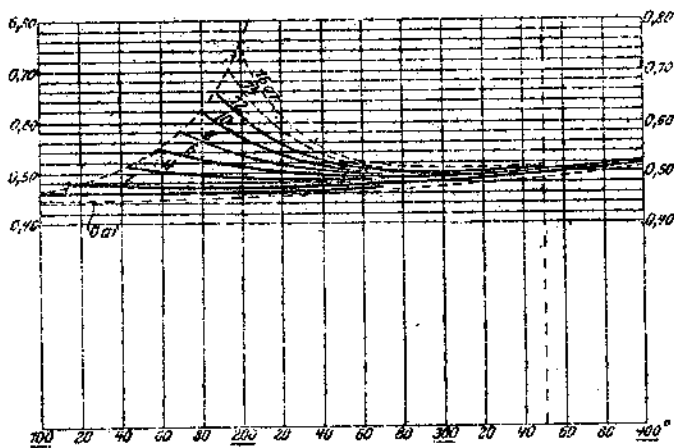
объемъ возрастаетъ отъ v , до v , то онъ оставляетъ трубы перегрѣвателя съ большей скоростью, чѣмъ вступаетъ въ нихъ изъ V .

Для свойствъ перегрѣтаго пара совершенно безразлично, обогрѣвается ли перегрѣватель отходящими газами или имѣетъ особенную топку.

Перегрѣтымъ называется паръ, температура котораго выше температуры насыщѣнія, соответствующей по таблицамъ его давленію. Такъ, если паръ при 9 at abs. имѣетъ температуру 300° , то онъ перегрѣтъ на $300 - 174,4 = 125,6^{\circ}$; если при этой же температурѣ давленіе равно лишь 5 at abs., то перегрѣвъ равенъ $300 - 151 = 149^{\circ}$.

О состояніи перегрѣва можно судить также по удѣльнымъ объему и вѣсу, такъ какъ объемъ пара при перегрѣвѣ увеличивается, а удѣльный вѣсъ уменьшается. Паръ перегрѣтъ, если определенный вѣсъ при томъ же давленіи занимаетъ больший объемъ, чѣмъ при насыщѣнномъ парѣ (по таблицамъ), или если въ томъ же объемѣ содержится меньше пара по вѣсу, чѣмъ въ случаѣ насыщѣннаго пара того же давленія. Такъ напримѣръ, атмосферный паръ находится обыкновенно въ перегрѣтомъ состояніи; лишь при натипающемъ образованіи облаковъ и тумана онъ вступаетъ въ область насыщѣнія. (Перегрѣтый паръ называють также ненасыщеннымъ).

Полная теплота перегрѣтаго пара. Для перегрѣва пара необходимо получить раньше паръ насыщѣнный того же давленія, т.-е. каждый разъ необходимо прежде всего затратить $q + r$ Cal на 1 kg насыщѣннаго пара; къ этому прибавляется теплота перегрѣва.



Фиг. 49.

Общая свойства перегрѣтаго пара подобны свойствамъ газовъ. Часть теплоты перегрѣва, сообщенной подъ постояннымъ давленіемъ, идетъ на повышеніе температуры, другая на работу расширенія. Полное количество тепла, которое нужно употребить для нагрѣванія 1 kg пара на 1° , называется, какъ и въ газахъ, теплоемкостью при постоянномъ давленіи c_p .

Прежде принимали, что c_p независимо отъ температуры и давленія и равно 0.48. Опытами Кюблауха и Якова (Лабораторія технической физики въ Мюнхенѣ) окончательно установлено, что это до-

пушение неправильно; наоборот, c_p тѣмъ больше, чѣмъ выше давленіе при одинаковыхъ температурахъ. Отъ точки насыщенія, при постоянномъ давленіи, съ повышеніемъ температуры c_p сначала уменьшается, а затѣмъ отъ 250 до 300° опять медленно увеличивается. Фиг. 49 показываетъ эту зависимость. Вблизи температуры насыщенія для обычныхъ давленій пара отъ 8 до 12 ат c_p много больше 0,48; при 8 ат—около 0,58, при 12—около 0,66. Минимумъ для 8 ат будетъ при 280°, именно 0,49; для 12 ат — 0,50 при 295°. При 350° c_p снова увеличивается въ первомъ случаѣ до 0,50, во второмъ до 0,505. Для очень высокихъ температуръ (газы при сгораніи) см. отд. 10.

Теплота перегрѣва находится по среднему значенію теплоемкости между соответствующими температурами, какъ это было выведено въ отд. 9 для случая переменной теплоемкости. Изъ фиг. 49 Кноблаухомъ и Якобомъ планиметрированіемъ были вычислены значенія $(c_p)_m$ для различныхъ давленій и температуръ См. приведенную ниже таблицу.

Среднія теплоемкости $(c_p)_m$ по Кноблауху и Якобу.

$p = \text{ат абс.}$ $t_s = \text{темп. нас.}$	2	4	6	8	10	12	14
	120	143	158	169	179	187	194
$t = 150$	0,478	0,515					
200	0,475	0,502	0,530	0,560	0,597	0,635	0,677
250	0,474	0,495	0,514	0,532	0,552	0,570	0,588
300	0,475	0,492	0,505	0,517	0,530	0,541	0,550
350	0,477	0,492	0,503	0,512	0,522	0,529	0,536
400	0,481	0,494	0,504	0,512	0,520	0,526	0,531

Эти числа относятся къ интервалу между температурой насыщенія t_s и температурой перегрѣва t .

Теперь можно вычислить количество теплоты по

$$\lambda = q + r + (c_p)_m (t - t_s)$$

$q + r$ нужно взять по таблицамъ пара.

Уравненіе состоянія. Въ то время, какъ въ насыщенномъ парѣ опредѣленному давленію p соответствуетъ только одна температура, а при сухомъ парѣ, и одинъ удѣльный объемъ, перегрѣтый паръ опредѣленнаго давленія можетъ имѣть различныя температуры, лишь бы онѣ были выше температуры насыщенія, соответствующей его давленію p , и различные удѣльные объемы, большіе объема насыщеннаго пара при томъ же давленіи. Три величины p , v , T связаны между собой, какъ и въ газахъ, однимъ соотношеніемъ — уравненіе состоянія перегрѣтаго пара. Перегрѣтый паръ вообще приближается къ газамъ. Извѣстное уравненіе для газовъ

$$pv = RT$$

однако не достаточно согласуется съ данными опытовъ, въ особенности вблизи состоянія насыщенія.

Опыты въ Мюнхенѣ дали возможность установить уравненія, очень точно*) согласующіяся съ данными опытовъ и пригодныя даже за пределами опытовъ. По Р. Линде (Mitteilungen über Forschungsarbeiten тетр. 21).

$$pv = RT - p_0(1 + ap) \left[C \left(\frac{373}{T} \right)^3 - D \right]$$

гдѣ

$$R = 47,10; a = 0,000002; C = 0,031; D = 0,0052.$$

Какъ видно, зависимость очень сложная.

Линде даетъ приближенное уравненіе, которое вполнѣ пригодно для большинства техническихъ расчетовъ, въ особенности для вычисления удѣльнаго объема или вѣса по давленію и температурѣ (прежнее уравненіе Гумлирца)

$$pv = 47,1 T - 0,016 p,$$

или

$$p(v + 0,016) = 47,1 T \quad (p \text{ въ kg/qm}).$$

Въ этой формѣ уравненіе имѣетъ очень много сходства съ уравненіемъ газовъ. Оно отличается отъ послѣдняго лишь членомъ 0,016 при v . Удѣльный объемъ, соответствующій давленію p и температурѣ T ,

$$v = \frac{47,1 T}{p} - 0,016.$$

Удѣльный вѣсъ $\gamma = \frac{1}{v}$. Для p въ kg/qcm будетъ

$$\gamma = \frac{10000}{\frac{47,1 T}{p} - 160}$$

Понятно, что эти соотношенія совершенно теряютъ силу, какъ только паръ при измѣненіи состоянія перейдетъ въ область насыщенія. Это будетъ тотъ случай, когда p и v , или p и T , или v и T принимаютъ значенія, которыя соответствуютъ таблицамъ для насыщеннаго пара. На фиг. 47 кривая $p = f(v)$ раздѣляетъ области перегрѣтаго и влажнаго пара. Поэтому она и называется предѣльной кривой. Ея уравненіе по отд. 34 представляется въ видѣ

$$p^{15} v_s = 1,7235 \quad (p \text{ въ kg/qcm}).$$

Примѣръ 1. Какое количество тепла идетъ на перегрѣвъ 1 kg насыщеннаго пара при 10 ат abs. до 350°? На сколько % полная теплота этого перегрѣтаго пара больше теплоты насыщеннаго пара при 10 kg/qcm?

Температура соответствующаго насыщеннаго пара равна 178,9°, слѣдовательно перегрѣвъ $t - t_s = 350 - 178,9 = 171,1^\circ$. Средняя теплоемкость при 10 ат между 178,9° и 350° (c_p)_m = 0,522. Поэтому теплота перегрѣва равна 0,522.171.1 = 89,4 Cal.

Полная теплота насыщеннаго пара равна 666,1, поэтому теплота перегрѣтаго $\lambda = 666,1 + 89,4 = 755,5$ Cal; послѣдняя на $\frac{89,4 \cdot 100}{666,1} = 13,4\%$ больше

*) Боле точныя данныя, на необходимость которыхъ указывать Stodola, получены О. Кноблаухомъ и г-жей Гильдой Моше. См. Z. d. V. d. J. 1911 г. стр 672. Прим ред.

2. Паръ въ паровыхъ машинахъ обыкновенно не перегрѣвается выше 350° Во сколько разъ объемъ такого перегрѣтаго пара больше объема насыщеннаго пара того же давленія для 1, 4, 8, 13 kg/cm. abs?

Имѣемъ

$$v = \frac{47,1T}{p} = 0,016 \text{ слѣдовательно при } T = 273 + 350 = 623 \text{ abs}$$

для $p = 10000$;	40000;	80000;	130000 kg/cm
будетъ $v = 2,918$;	0,717;	0,351;	0,210 cbm/kg.

Для насыщеннаго пара будетъ

$$v_s = 1,722; \quad 0,471; \quad 0,246; \quad 0,156.$$

Слѣдовательно увеличеніе объема

$$\frac{v}{v_s} = 1,69; \quad 1,52 \quad \underline{1,43}; \quad \underline{1,35}.$$

Вообщемъ можно, какъ и для газовъ, положить

$$\frac{v}{v_s} = \frac{T}{T_s}$$

Отсюда для 8 at при $T_s = 273 + 169,5 = 442,5$ отношеніе $\frac{v}{v_s} = \frac{623}{442,5} = 1,41$. Ср. также отд. 41, b.

37. Энтропія водяного пара.

При разсмотрѣніи измѣненія состоянія газовъ,* можно обойтись и безъ понятія энтропіи. Поэтому выводъ его изъ известныхъ свойствъ газовъ можно было помѣстить въ концѣ учения о газахъ.

Совершенно иначе стоитъ вопросъ при изученіи измѣненій состоянія паровъ, особенно для адиабатическаго измѣненія. Лишь предполагая понятіе энтропіи известнымъ и применимымъ къ парамъ, является возможность прослѣдить теоретически измѣненія состоянія паровъ, особенно съ точки зрѣнія превращенія теплоты въ работу.

Всѣобщее значеніе понятія энтропіи и его применимость ко всякимъ тѣламъ при любыхъ состояніяхъ вполне обосновывается лишь вторымъ основнымъ принципомъ термодинамики (отд. 63, 71, 72). Здѣсь приходится принять безъ доказательства*) то, что понятіе энтропіи, полученное выше при газахъ (отд. 25), можетъ быть распространено и на пары въ какомъ угодно ихъ состояніи; это есть выраженіе второго начала для измѣненія состоянія паровъ (отд. 72). Ясное представленіе о парахъ стало возможнымъ лишь послѣ того, какъ Клаузіусъ нашелъ второй основной принципъ и развилъ понятіе энтропіи.

а) Насыщенный паръ.

По отд. 25 количество теплоты, которое нужно сообщить или отнять отъ единицы вѣса (газа или пара) при безконечно маломъ измѣненіи состоянія получается изъ выраженія

$$dQ = TdS.$$

Здѣсь T мгновенная абсолютная температура, dS безконечно малое измѣненіе энтропіи S (увеличеніе, или при отнятіи тепла уменьшеніе)

Энтропія S есть величина, которая зависитъ лишь отъ мгновеннаго состоянія пара, слѣдовательно однозначно опредѣляется по соответствующимъ этому состоянію значеніямъ p , v , T .

*) Слабое мѣсто выбраннаго авторомъ порядка изложенія основныхъ принциповъ. Прим. ред.

Какъ нарѣ приходится въ это состояніе, для величины S совершенно безразлично. Хотя и невозможно вывести величину S , какъ въ газахъ, изъ общихъ соотношеній между p , v , T и Q , потому что они для паровъ въ точной формѣ не найдены, но для этого можно воспользоваться любымъ частнымъ измѣненіемъ состоянія, характеръ котораго извѣстенъ. Если при парахъ для любого начальнаго состоянія, напр. для воды 0° принять энтропію равной S_0 , или равной нулю, то можно, зная точно по опытамъ всѣ обстоятельства испаренія при постоянномъ давленіи, опредѣлить измѣненіе энтропіи $S - S_0$ между двумя произвольными состояніями.

Приращеніе энтропіи для безконечно малаго измѣненія состоянія въ общемъ равно

$$dS = \frac{dQ}{T}.$$

Прежде всего нужно нагрѣть воду до температуры кипѣнія T_s . Если подставить теплоемкость воды $c = \text{const} = 1$, то для нагрѣванія на dT градусовъ нужно

$$dQ = c \cdot dT = dT \text{ Cal.}$$

При этомъ согласно

$$dS = \frac{dQ}{T}.$$

энтропія возрастаетъ на

$$dS = \frac{dT}{T}.$$

Интегрируя отъ 0° до температуры кипѣнія T_s , получимъ

$$S_s = \ln \frac{T_s}{273}$$

(увеличеніе энтропіи жидкой воды), или

$$S_s = 2,303 \log \frac{T_s}{273}$$

Слѣдовательно, въ $T S$ диаграммѣ (см. отд. 25) нагрѣваніе воды представляется логарифмической линіей (какъ для газовъ нагрѣваніе при постоянномъ объемѣ или давленіи), фиг. 50. Площадь подъ линіей $A_0 A_1$ равна теплотѣ жидкости q .

При послѣдующемъ испареніи при постоянномъ давленіи температура больше не повышается; это изотермическое измѣненіе состоянія соответствуетъ въ диаграммѣ прямой $A_1 A_2$, энтропія увеличивается отъ S_s до S на величину S' . Теплота, воспринятая при этомъ паромъ, т.-е. теплота испаренія r , представится прямоугольникомъ, лежащимъ подъ $A_1 A_2$, и равна $T_s S'$, т.-е.

$$r = T_s S'$$

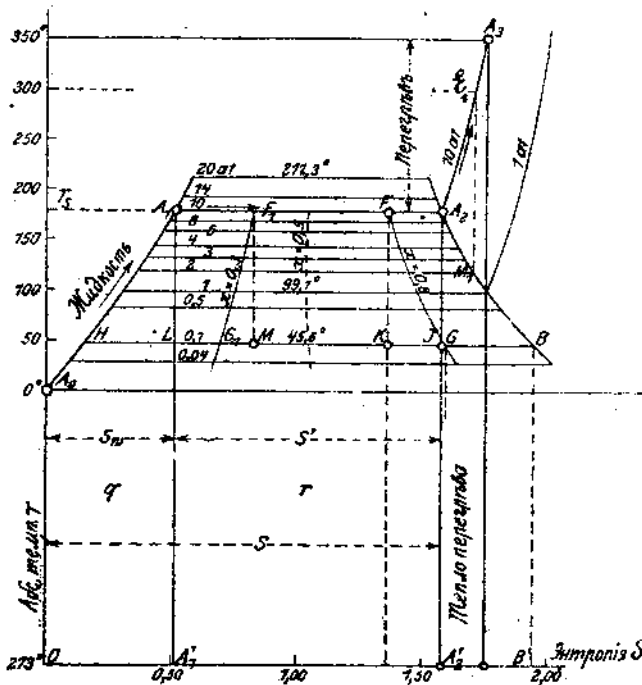
$$S' = \frac{r}{T_s}$$

(увеличение энтропии при испарении).

Слѣдовательно, полное приращение энтропии отъ жидкой воды при 0° до сухого пара при $T_s = 273 + t_s$ будетъ

$$S = 2,303 \log \frac{T_s}{273} + \frac{r}{T_s}$$

(энтропия сухого насыщенного пара).



Фиг. 50.

Энтропия влажнаго пара, съ пропорціей пара x , получается изъ того соображенія, что для испаренія 1 kg нужно къ полной теплотѣ жидкости q прибавить лишь xr Cal. Поэтому при испареніи x вѣсовыхъ частей воды при температурѣ кипѣнія T_s энтропія увеличивается на

$$S'_x = \frac{xr}{T_s}$$

Отсюда полное приращение энтропии, считая отъ воды при 0°

$$S_x = 2,303 \log \frac{T_s}{273} + \frac{xr}{T_s}$$

На фиг. 50 отношеніе отрезковъ $A_1F = \frac{xr}{T_s}$ и $A_1A_2 = \frac{r}{T_s}$ равно паросодержанію x влажнаго пара.

Для жидкой воды, вследствие переменной теплоемкости, несколько точнее будет выражение

$$S_w = 2,432 \log \frac{T_s}{273} - 0,000206 t + 0,00000045 t^2.$$

Разница ничтожна.

Если такимъ способомъ вычислить энтропію сухого насыщеннаго пара для различныхъ давленій и принять энтропію за абсциссы, а температуры за ординаты, то получается кривая A_2B (верхняя предѣльная кривая въ $T S$ діаграммѣ).

Можно также, раздѣливъ на соответствующія части отрѣзки абсциссъ между верхней и нижней предѣльными кривыми, получить кривыя постоянной влажности (или постоянной пропорціи пара), изъ которыхъ на фиг. 50 даны три для $x=0,8$; $0,5$ и $0,3$.

На таблицѣ IV приведена въ большемъ масштабѣ верхняя предѣльная кривая (для сухого насыщеннаго пара). Между начерченными кривыми постоянной влажности могутъ быть помѣщены любыя другія. Нижняя предѣльная кривая для жидкой воды опущена, съ цѣлью получить на таблицѣ IV большій масштаб.

в) Перегрѣтый парь.

Если бы теплоемкость c_p перегрѣтаго пара была постоянна, то легко можно было бы опредѣлить его энтропію по измѣненію состоянія при постоянномъ давленіи (обычный процессъ перегрѣва). При

$$dQ = c_p \cdot dT = T dS$$

было бы

$$dS = c_p \frac{dT}{T}.$$

Отсюда, принимая сухой насыщенный парь за начальное состояніе, и суммируя до какой-либо температуры перегрѣва, можно получить

$$S_1 - S_2 = c_p \ln \frac{T_1}{T_2}.$$

Слѣдовательно, въ $T S$ діаграммѣ A_2A_3 представляетъ логарифмическую кривую, какъ и для газовъ; она аналогична кривой A_0A_1 , но почти вдвое круче ея, потому что c_p для перегрѣтаго пара примерно вдвое меньше ($0,5$), чѣмъ для воды ($c=1$).

Въ дѣйствительности это предположеніе о c_p не оправдывается. c_p съ увеличеніемъ перегрѣва сначала сильно убываетъ особенно вблизи насыщенія, затѣмъ опять увеличивается (отд. 36). Поэтому вышеприведенное вычисленіе даетъ лишь приблизительно правильную зависимость. Такъ какъ законъ измѣненія c_p сложенъ и не можетъ быть представленъ простой формулой, то и значенія энтропіи пока не могутъ быть точно выражены общей формулой (ср. впрочемъ Mollier

Neue Tabellen und Diagramme für Wasserdampf). Но опыты Кноблауха и Якоба дают возможность найти и безъ общей формулы для всѣхъ употребительныхъ давленій и температуръ численныя значенія энтропій. Для безконечно малаго измѣненія состоянія при постоянномъ давленіи существуетъ выраженіе.

$$dQ = c_p dT = T dS,$$

справедливое, какъ при переменномъ, такъ и при постоянномъ c_p .
Отсюда

$$dS = \frac{c_p}{T} \cdot dT.$$

Если кривая DE на фиг. 51 представляетъ законъ измѣненія c_p для опредѣленнаго давленія, то для произвольнаго числа ея точекъ можно найти величины $\frac{c_p}{T}$.

Если эти числа принять за ординаты, а температуру за абсциссы, то получается кривая FG .

Элементъ площади этой кривой между двумя ординатами имѣетъ величину $\frac{c_p}{T} dT$, слѣдовательно равенъ элементарному измѣненію энтропій.

Вмѣстѣ съ тѣмъ площадь $FGED'$ равна полному измѣненію энтропій во время перегрѣва на t° . Эту площадь можно или планиметрировать или вычислить, раздѣливъ на узкія полоски. Если ея средняя высота $\left(\frac{c_p}{T}\right)_m$, то приращеніе энтропій при перегрѣвѣ на t° будетъ

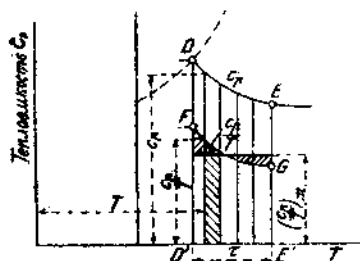
$$S - S_0 = \left(\frac{c_p}{T}\right)_m \cdot t.$$

Такимъ способомъ въ $T-S$ діаграммѣ (табл. IV) построены по точкамъ кривыя постояннаго давленія въ области перегрѣтаго пара съ помощью кривыхъ теплоемкости c_p , найденныхъ Кноблаухомъ и Якобомъ изъ опытовъ. Площади планиметрировались. Отдѣльныя кривыя соответственнымъ образомъ графически интерполированы.

38. Расширеніе и сжатіе насыщеннаго пара при постоянной влажности (ср. отд. 35).

Въ отд. 35 указано, въ какомъ отношеніи находятся давленіе и объемъ при измѣненіи состоянія этого рода. Для сухого пара было дано уравненіе.

$$p^{\frac{15}{16}} v_s = \text{Const.}$$



Фиг. 51.

Такъ какъ для пара влажнаго вначалѣ, съ пропорціей пара x_0 ,

$$v = x_0 \cdot v_s$$

(для преобладающаго паросодержанія), то

$$p^{\frac{15}{18}} v = x_0 \text{ Const} = \text{Const.}$$

Пользуясь энтропией, легко опредѣлить, какія количества тепла нужно сообщить или отнять отъ пара при его расширеніи или сжатіи, чтобъ онъ слѣдовалъ этому закону.

Если въ $T S$ діаграммѣ фиг. 50 выбрать A_2 (сухой насыщенный паръ) за исходную точку, то для измѣненія состоянія при постоянной пропорціи пара энтропія мѣняется по верхней предѣльной кривой $A_2 B$. Слѣдовательно, энтропія растётъ при расширеніи. Сообщенное при этомъ количество тепла равно площади $A_2 B B' A'_2$. При болѣе сильномъ расширеніи это количество составляетъ значительную часть тепла, сообщеннаго при парообразованіи.

Если эта теплота не сообщается пару, или сообщается въ недостаточномъ количествѣ, то будетъ имѣть мѣсто частичная конденсація.

Если же наоборотъ выбрать за исходный пунктъ B , и отъ B сжимать до A_2 , то энтропія убываетъ на величину $B A'_2$. Площадь, лежащая подъ $B A_2$, представляетъ поэтому отнимаемое тепло. Если при сжатіи это тепло не отнимается вовсе, или не въ полномъ количествѣ, то паръ долженъ перейти въ перегрѣтое состояніе. Если теплоты будетъ отнято больше, то онъ и при сжатіи сдѣлается влажнымъ.

Въ виду этихъ тепловыхъ соотношеній нельзя ожидать, чтобы напр. въ цилиндрѣ паровой машины расширеніе и сжатіе происходило безъ измѣненія степени влажности.

На первый взглядъ кажется страннымъ, что при расширеніи безъ измѣненія степени влажности, напр. какъ на фиг. 50 отъ 10 ат до 0,1 ат или ниже, пару нужно сообщить тепло. Въдѣ при 0,1 ат паръ заключаетъ въ себѣ меньше тепла, чѣмъ паръ при 10 ат. Это противорѣчіе разрѣшается тѣмъ, что все дополнительное сообщенное тепло и даже часть собственнаго тепла пара превращается при расширеніи въ механическую работу и уходитъ изъ пара.

При влажномъ вначалѣ парѣ съ пропорціей пара x_0 (точка F) линія, характеризующая состояніе, проходитъ въ $T S$ діаграммѣ по FG ; эта линія дѣлитъ каждую горизонталь между верхней и нижней предѣльными кривыми въ одинаковомъ отношеніи x_0 , потому что по огд. 37 $x_0 = \frac{A_1 F}{A_1 A_2}$ и это отношеніе должно оставаться неизмѣннымъ при пониженіи давленія. Площадь, лежащая между FG и осью абсциссъ, представляетъ сообщенное при расширеніи тепло. При сжатіи GF такое же количество тепла нужно отнять. Линія FG начерчена для $x = 0,8$, слѣдовательно для 20% влажности; $F_1 G_1$ соответствуетъ $x = 0,3$, слѣдовательно очень мокрому пару. Въ послѣднемъ случаѣ энтропія, въ противоположность кривой для $x = 0,8$, при рас-

ширению уменьшается. Поэтому, чтобы пропорція пара не мѣнялась, нужно не сообщать тепло, какъ въ случаѣ перевѣса содержанія пара, но отнимать. Приблизительно параллельное оси T направление кривой $x=0,5$, фиг. 50, показываетъ, что здѣсь примѣрно лежитъ граница между сообщеніемъ и отнятіемъ тепла.

39. Расширеніе и сжатіе пара въ непроницаемомъ для тепла сосудѣ (адиабатическое измѣненіе).

а) Насыщенный парь.

Въ случаѣ преобладанія пара въ смѣси при адиабатическомъ расширеніи влажный парь становится еще болѣе влажнымъ и напротивъ при адиабатическомъ сжатіи высушивается, такъ какъ въ этомъ случаѣ при расширеніи не сообщается необходимаго количества тепла, которое могло бы устранить конденсацію, а при сжатіи не происходитъ соотвѣтствующаго отнятія тепла. Изъ отд. 38 видно, что вслѣдствіе этого адиабата пара будетъ въ pv диаграммѣ при расширеніи быстрѣе падать, при сжатіи быстрѣе подниматься, чѣмъ кривыя постоянной влажности. Эти послѣднія подчиняются уравненію (при перевѣсѣ пара въ смѣси)

$$pv^{1,16} = \text{Const.}$$

или

$$pv^{1,0667} = \text{Const.}$$

Слѣдовательно, если бы можно было адиабату приблизительно представить обобщенной гиперболой, то показатель долженъ быть больше, чѣмъ 1,0667 (ср. ниже).

Измѣненіе влажности получается точнѣе, если исходить изъ $T S$ диаграммы. Адиабатическое измѣненіе состоянія представляется здѣсь вертикалью (неизмѣнная энтропія; ср. отд. 26); линія A_2G , фиг. 50, соотвѣтствуетъ, напр., расширенію отъ 10 at abs. до 0,1 at abs. пара вначалѣ сухого насыщеннаго. Влажность въ концѣ $1-x = \frac{JB}{BH}$ около 0,2. Линія FK представляетъ расширеніе отъ 10 до 0,1 at при 20% начальной влажности. Влажность въ концѣ равна $1-x = \frac{KB}{BH} = 0,326$. Подобнымъ же образомъ можно измѣрить степень сухости или влажности пара въ промежуточныхъ точкахъ.

Если же за начальное состояніе принять горячую воду при температурѣ кипѣнія, точка A_1 , линія A_1L , то получится испареніе. Количество пара, образовавшееся при адиабатическомъ расширеніи, составляетъ $\frac{HL}{HB} = 0,2$ всей массы смѣси. Температура во всѣхъ трехъ случаяхъ падаетъ отъ 178,9° до 45,6°.

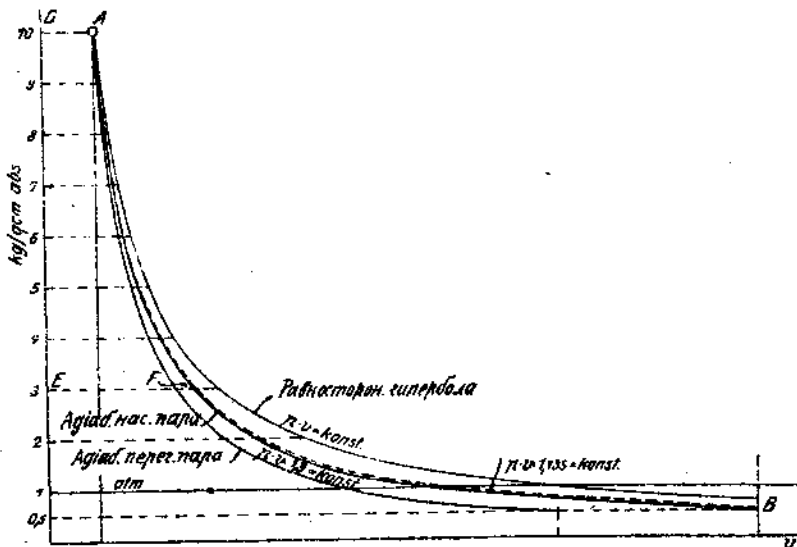
Такъ какъ кривая постоянной пропорціи пара F_1G_1 отклоняется отъ адиабаты F_1M уже не вправо, какъ FG , а влево, то при ад. расширеніи смѣси отъ F_1 ($x=0,3$) будетъ не конденсація, какъ въ случаѣ перевѣса пара въ смѣси, но высушиваніе. Точкѣ M соответствуетъ большее содержаніе пара, чѣмъ точкѣ G_1 , количество пара увеличивается отъ начальныхъ 30% до $\frac{HM}{HB}=0,38$.

Адиабату FK (фиг. 50), легко представить въ pv діаграммѣ.

Если $v_0=x_0(v_s)_0$ начальный объемъ, $v=xv_s$ любой конечный объемъ, то степень расширенія равна

$$\frac{v}{v_0} = \frac{x}{x_0} \cdot \frac{v_s}{(v_s)_0}$$

Удельные объемы v_s и $(v_s)_0$ сухого пара нужно взять по таблицамъ пара соответственно начальной температурѣ t_0 и конечной t (или



Фиг. 52.

но p и p_0); x_0 дано, а x находить по $T S$ діаграммѣ. Слѣдовательно, если измѣтся $T S$ діаграмма, то легко можно вычертить любую адиабату пара при помощи простѣйшихъ вычисленій, отыскивая величины объема, соответствующія любымъ давленіямъ $p \geq p_0$

$$v = v_0 \cdot \frac{x}{x_0} \cdot \frac{v_s}{(v_s)_0}$$

Кривая AB фиг. 52 представляетъ адиабату при расширеніи вначалѣ сухого пара отъ 10 ат. абс. до 0,5 ат. абс. Увеличеніе объема для паденія давленія напр. отъ 10 до 0,5 ат. было бы по таблицамъ пара

$$\frac{(v_s)_2}{(v_s)_{10}} = \frac{0,6163}{0,1993} = 3,09,$$

если паръ остается сухимъ. Но по $T S$ диаграммъ пропорція пара послѣ расширения до 3 ат (132,8°) будетъ $x = 0,925$. Въ томъ же отношеніи уменьшается и его объемъ, (см. отд. 34), слѣдовательно степень расширения равна лишь $0,925 \cdot 3,09 = 2,858$; $(EF) = 2,858 (DA)$.

Абсолютная работа ад. расширения производится полностью за счетъ собственной теплоты (энергіи) пара, такъ какъ вѣдь совершенно нѣтъ сообщенія тепла. Энергія пара по отд. 34 вначалѣ равна $U_0 = q_0 + x_0 p_0$, въ концѣ $U = q + xp$. Разность $U_0 - U$ представляетъ эквивалентъ работы пара L . Поэтому

$$L = 427 \cdot [q_0 + x_0 p_0 - (q + xp)] \text{ mkg/kg.}$$

q_0 , p_0 , q и p могутъ быть взяты по таблицамъ пара, если извѣстны p_0 и p , начальное и конечное давленія.

Пропорцію пара x въ концѣ нужно, какъ показано выше, взять по $T S$ диаграммъ. Совершенно такъ же находится и работа сжатія.

На фиг. 52 площадь, лежащая подъ кривой AB , есть работа пара при расширеніи отъ 10 до 0,5 ат. При $x_0 = 1$ (сухой паръ) $T S$ диаграмма даетъ $x = 0,849$. Отсюда, взявъ остальные величины по таблицамъ пара, получимъ

$$L = 427[181,5 + 498,2 - 81,2 - 0,849 \cdot 512] = 427 \cdot 103,2.$$

Слѣдовательно, въ абсолютную работу пара превращено 103,2 Cal, т.-е.

$$L = 44100 \text{ mkg.}$$

Приближенные уравненія по Цейнеру. Адиабата пара при начальной и пропорціи пара x можетъ быть приближенно представлена гиперболой

$$pv^{1,085+0,1x} = \text{Const.}$$

Слѣдовательно, для сухого вначалѣ пара, при $x = 1$, будетъ

$$pv^{1,185} = \text{Const.}$$

При начальной пропорціи пара $x = 0,8$ будетъ

$$pv^{1,115} = \text{Const.}$$

Эти соотношенія примѣнимы примѣрно до $x = 0,7$ и максимумъ 20 кратнаго измѣненія давленія. На фиг. 52 пунктиромъ начерчена приближительная кривая для сухого пара. Работа пара аналогично работѣ газа (отд. 22 и 23) при $1,035 + 0,1 x = m$ выразится такъ

$$L = \frac{p_0 v_0}{m-1} \cdot \left[1 - \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{m-1}{m}} \right] = \frac{p_0 v_0}{m-1} \cdot \left[1 - \left(\frac{v_0}{v} \right)^{m-1} \right].$$

Для предыдущаго примѣра по этой формулѣ

$$L = \frac{10000 \cdot 10 \cdot 0,1993}{0,135} \cdot \left[1 - \left(\frac{0,5}{10} \right)^{0,119} \right] = 44300 \text{ mkg.}$$

вмѣсто 44100 mkg, полученныхъ выше

б) Перегрѣтый паръ. Кривая $p = f(v)$ при адиабатическомъ измѣненіи состоянія очень близко слѣдуетъ закону гиперолы вида

$$pv^{1,3} = \text{Const.}$$

Это соотношение (съ показателемъ 1,33) выведено было уже Цейнеромъ на основаніи его приближеннаго уравненія состоянія перегрѣтаго пара и (неправильнаго) допущенія постоянной теплоемкости c_p . При помощи болѣе точнаго уравненія состоянія Каллендера Мошье получили то же самое соотношение. Хотя и его выводъ имѣетъ въ основаніи лишь приблизительно вѣрное допущеніе, что c_p для очень малыхъ давленій, но высокихъ температуръ неизмѣнно, но это уравненіе можетъ удовлетворить въ точности всѣмъ практическимъ требованіямъ.

Адиабата перегрѣтаго пара проходитъ круче, чѣмъ насыщеннаго, но болѣе полого, чѣмъ адиабата газовъ, (показатель 1,3 лежитъ между показателемъ газа 1,4 и насыщеннаго пара 1,135). На фиг. 52 нанесена также адиабата перегрѣтаго пара.

Какъ и въ газахъ, при адиабатическомъ расширеніи температура падаетъ, при сжатіи растетъ. Гирнъ (Hirn) и (Cazin) Казенъ нашли непосредственными опытами, что при этомъ температуры и давленія слѣдуютъ соотношенію

$$\frac{T}{T_0} = \left(\frac{p}{p_0} \right)^{0.235}$$

По Каллендеру (Мошье) показатель долженъ быть $n = 0.231 = \frac{8}{13}$; для газовъ онъ равенъ 0,286 (при обыкновенныхъ температурахъ). Изъ новой, вычисленной на основаніи Мюнхенскихъ опытовъ, энтропійной таблицы IV получается, напр. для

$t_0 = 376^\circ$, $p_0 = 12$ ат при расширеніи

до

$p = 10$	8	6	4	2	1
$n = 0.206$	0,218	0,223	0,226	0,230	0,232;

а для $t_0 = 380^\circ$, $p_0 = 2$ ат при расширеніи до

$p = 1.4$	1	0.6	0.3	0.1
$n = 0.219$	0,224	0,228	0,232	0,234.

Слѣдовательно, n зависитъ отъ давленія и температуры.

Быстрѣ всего можно опредѣлить измѣненіе температуры изъ таблицы IV, полученной безъ всякихъ произвольныхъ допущеній. отд. 46.

Измѣненія объема, соотвѣтствующія прочитаннымъ измѣненіямъ температуры, могутъ быть вычислены по уравненію состоянія Тумлирца такъ

$$\frac{v}{v_0} = \frac{p_0}{p} \cdot \frac{47,1T - 160 p}{47,1T_0 - 160 p_0},$$

ср. также формулу въ таблицѣ IV,верху (p въ kg/cm).

Подобно газамъ, но при грубомъ лишь приближеніи получается,

$$\frac{v}{v_0} = \frac{p_0}{p} \cdot \frac{T}{T_0}.$$

Абсолютная работа пара получается, какъ при газахъ, въ видѣ площади гиперболы между двумя ординатами.

$$L = \frac{p_0 v_0}{m-1} \cdot \left[1 - \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{m-1}{m}} \right]$$

Слѣдовательно, при $m=1,3$

$$L = \frac{10}{3} p_0 v_0 \cdot \left[1 - \left(\frac{p}{p_0} \right)^{0,231} \right]$$

или

$$L = \frac{10}{3} p_0 v_0 \cdot \left[1 - \left(\frac{v_0}{v} \right)^{0,3} \right]$$

смотря по тому, дава ли степень расширенія въ видѣ отношенія давленій $\left(\frac{p}{p_0} \right)$ или объемовъ $\left(\frac{v_0}{v} \right)$

Примѣръ. Какую абсолютную работу производитъ 1 kg перегрѣтаго пара въ 400° при расширеніи отъ 10 at abs до 0,5 at, предполагая, что паръ въ концѣ былъ еще перегрѣтъ?

По уравненію состоянія будетъ

$$p_0 v_0 = 47,1 (273 + 400) = 0,016 \cdot 10000 \cdot 10 = 30098,$$

при этомъ

$$L = \frac{10}{3} \cdot 30098 \cdot \left[1 - \left(\frac{0,5}{10} \right)^{0,231} \right] = \underline{\underline{50105 \text{ mkg/kg}}}$$

(вмѣсто 44300 mkg для насыщеннаго пара).

Отнесенная къ тому же самому начальному объему работа перегрѣтаго пара при одинаковомъ расширеніи меньше, чѣмъ работа насыщеннаго пара, потому что меньше рабочая площадь, лежащая подъ адиабатой перегрѣтаго пара, проходящей круче, при общей начальной точкѣ А, фиг. 52. Отнесенная же къ одинаковому вѣсу, какъ показываетъ послѣдній примѣръ и формула, работа перегрѣтаго пара больше, вслѣдствіе большаго значенія v_0 въ произведеніи $p_0 v_0$ (См. фиг. 74).

Переходъ въ состояніе насыщенія. При адиабатическомъ расширеніи перегрѣтый паръ по мѣрѣ паденія давленія все болѣе приближается къ состоянію насыщенія. Лишь только онъ становится насыщеннымъ, уравненіе $pv^{1,3} = \text{Const.}$ теряетъ свою силу и паръ дальше расширяется по закону $pv^{1,33} = \text{Const.}$

На фиг. 47 нанесена адиабата перегрѣтаго пара для 10 at и 300° начальной температуры. Она пересѣкаетъ предѣльную кривую при М, такъ что при 2,3 at паръ полностью потерялъ свой перегрѣвъ. Чѣмъ выше начальная температура, напр. 350°, 400° фиг. 47, тѣмъ дольше онъ остается перегрѣтымъ.

Еще проще то же самое получается изъ $T S$ диаграммы, фиг. 50. E_1 соотвѣтствуетъ начальному состоянію (10 at, 300°). Конечное состоя-

ніе при переходѣ въ область насыщенія находятъ по вертикали внизъ отъ E_1 на верхней предѣльной кривой, потому что E_1M_1 адіабата. Судя по диаграммѣ, M_1 лежитъ около 120^0 ; это соответствуетъ давленію 2 ат abs. съ лишнимъ. Таблица IV легко даетъ рѣшенія для всякаго случая.

Но и путемъ вычисленія легко найти переходную точку. Предѣльная кривая выражается уравненіемъ

$$p_0^{\frac{15}{16}} (v_s)_0 = p_s^{\frac{15}{16}} \cdot v_s,$$

для адіабаты перегрѣтаго пара

$$p_0^{\frac{1}{1.3}} v_0 = p_s^{\frac{1}{1.3}} \cdot v_s,$$

если p_0 , $(v_s)_0$, v_0 обозначаютъ начальныя точки, p_s и v_s общую конечную точку M . Раздѣливъ, находимъ давленіе насыщенія:

$$p_s = \frac{p_0}{\left(\frac{v_0}{(v_s)_0}\right)^{5.94}};$$

Съ приближеніемъ можно принять:

$$p_s = \frac{p_0}{\left(\frac{T_0}{T_{s0}}\right)^{5.94}}$$

По послѣдней формулѣ для предыдущаго примѣра (10 ат, 300^0) при $T_0 = 300 + 273 = 573$, $(T_s)_0 = 179 + 273 = 452$.

$$p_s = \frac{10}{\left(\frac{573}{452}\right)^{5.94}} = 2.44 \text{ ат abs.}$$

Точнѣе будетъ при

$$v_s = \frac{47.1 T_0}{p_0} = 0.016 = 0.254$$

$$(v_s)_0 = 0.1996$$

$$p_s = \frac{10}{\left(\frac{0.254}{0.1996}\right)^{5.94}} = 2.38 \text{ ат abs.,}$$

что достаточно согласуется съ приближенной формулой.

40. Измѣненіе состоянія пара при расширеніи и сжатіи въ паровыхъ машинахъ.

а) Насыщенный паръ.

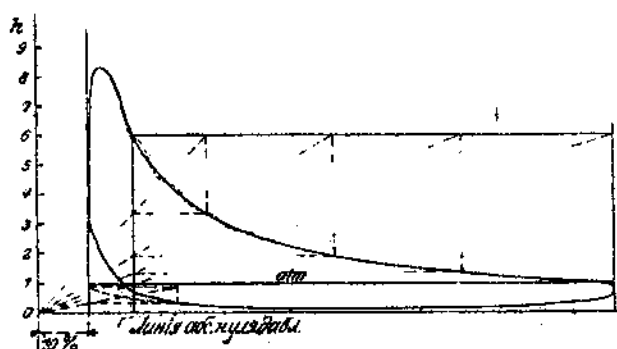
Индикаторныя діаграммы паровыхъ машинъ показываютъ, что при работѣ насыщеннымъ паромъ линія расширенія въ среднемъ слѣдуетъ закону

$$pv = \text{const} \text{ (равносторонняя гиперболо)},$$

т.-е. давленіе убываетъ въ томъ же отношеніи, въ какомъ объемъ увеличивается.

Случается нередко, что линии диаграммы слѣдуютъ точно этому закону. Фиг. 53 представляетъ напр. подобнаго рода диаграмму клапанной паровой машины. (Диаметръ цилиндра 310, ходъ 520 мм, 115 оборотовъ въ мин., обогрѣваніе рубашки и крышки). Чтобы имѣть возможность судить правильно о процессѣ, недостаточно имѣть лишь индикаторную диаграмму. Должна быть также известна относительная величина вреднаго пространства, кромѣ того масштабъ пружины (пусть вышущаго штифта для 1 kg/cm²) и высота барометра, чтобы имѣть возможность провести абсолютную нулевую линию. Наконецъ, внутренніе органы парораспределенія и поршень должны быть плотно пригнаны. На диаграммѣ фиг. 53 всѣ эти условія выполнены.

Въ одной и той же машинѣ характеръ линіи расширенія оказывается зависящимъ отъ величины наполненія. При большемъ наполненіи она чаще проходитъ подъ гиперболой, при меньшемъ надъ ней. Имѣетъ значеніе и то, какъ работаетъ машина, на выхлопъ или съ конденсаціей, съ паровой рубашкой или безъ нея.



Фиг. 53.

Хотя бы паръ при впускѣ былъ сухимъ, все же часть его конденсируется на стѣнкахъ цилиндра, которая холоднѣе свѣжаго пара и потому при работѣ насыщеннымъ паромъ паръ въ цилиндрѣ въ началѣ расширенія всегда очень влаженъ (часто 20% и больше). Влажному пару при начальной пропорціи $x_0 = 0,8$ соответствовала бы по Цейнеру, въ непроницаемомъ для теплоты сосудѣ, линія расширенія (адиабата) $pv^{1,115} = \text{const}$. Но равносторонняя гипербола опускается медленнѣе этой кривой и отсюда слѣдуетъ, что паръ во время расширенія воспринимаетъ теплоту отъ стѣнокъ.

Если бы степень влажности во время расширенія оставалась неизмѣнной, что по отд. 38 требуетъ сообщенія тепла, то линія расширенія должна была бы проходить по $pv^{1,067} = \text{const}$, слѣдовательно ниже равносторонней гиперболы.

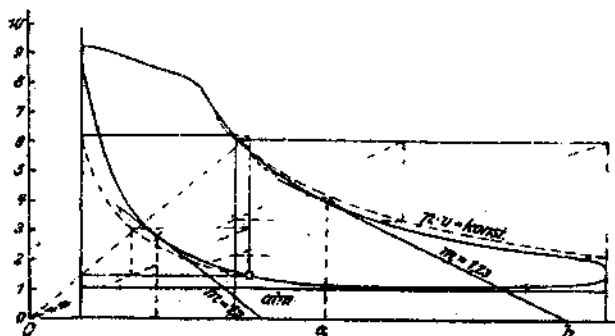
Поэтому въ дѣйствительности, если индикаторная диаграмма проходить по $pv = \text{const}$, то пропорція пара все время увеличивается (влажность уменьшается).

Влага, остающаяся на стѣнкахъ при впускѣ, удерживаетъ свою начальную температуру дольше, чѣмъ паръ, быстро охлаждающійся при расширеніи. Такъ какъ одновременно падаетъ давленіе, то наступаетъ очень быстро протекающее испареніе этого конденсата (послѣдующее конденсированіе), которое усиливается еще теплотой нагрѣтыхъ при впускѣ стѣнокъ.

Линія сжатія, въ противоположность линіи расширенія, только въ видѣ исключенія проходитъ по равносторонней гиперболѣ. Безъ отдачи теплоты во время сжатія она слѣдовала бы закону $pv^{1,135} = \text{const}$, т. е. поднималась бы быстрее, чѣмъ гипербола. Послѣдняя, слѣдовательно, представляла бы отнятіе тепла во время сжатія.

Но такъ какъ стѣнки, какъ показали опыты Каллендера и Никольсона, во время предыдущаго выпуска не успѣваютъ охладиться значительно ниже своей средней температуры, то они, особенно въ началѣ сжатія, отдаютъ пару теплоту.

Вмѣстѣ съ тѣмъ является вѣроятнымъ гораздо болѣе крутой подъемъ линіи сжатія, чѣмъ по $pv = \text{const}$. Фактически въ большинствѣ случаевъ линія сжатія проходитъ значительно выше гиперболы, что проявляется въ болѣе значительномъ конечномъ давленіи, чѣмъ слѣдовало бы для $pv = \text{const}$, фиг. 53 и 54.



Фиг. 54.

Нерѣдко въ технической литературѣ можно встрѣтить названіе линіи расширенія по $pv = \text{const}$ „изотермой“; хотя каждый знаетъ, что меньшему давленію при влажномъ парѣ соответствуетъ и меньшая температура. Подобное выраженіе непріятно въ особенности потому, что дѣйствительная изотерма насыщеннаго пара представляется собою не кривой, но прямою, параллельной оси объемовъ. Этотъ латентный, и не правильный терминъ, взятый изъ теории газовъ, долженъ быть устраненъ. Несколько не лучше названіе „линія Мариотта“, которое можно встрѣтить даже въ техническихъ руководствахъ.

б) Перегрѣтый парь.

Дѣйствительная линія расширенія проходитъ при работѣ перегрѣтымъ паромъ иначе, а именно быстрее понижается, чѣмъ при насыщенномъ парѣ. Это вполне согласуется съ тѣмъ фактомъ, что въ непроницаемомъ для тепла сосудѣ одному и тому же приращенію объема соответствуетъ у перегрѣтаго пара болѣе сильное паденіе давленія, чѣмъ у пара насыщеннаго. Хотя обмѣнъ тепла между паромъ и стѣнками измѣняетъ это отношеніе, но все же эта основная разница остается въ силѣ.

При насыщенномъ парѣ линія расширенія проходитъ надъ адиабатой, при перегрѣтомъ парѣ то же самое. Подыскивая гиперболы съ

дробными показателями, по возможности совпадающія съ индикаторной діаграммой, находятъ, что показатели измѣняются между 1,25 и 1, но никогда не достигаютъ адиабатическаго значенія 1,3.

При изслѣдованіи дѣйствительной линіи расширенія (фиг. 54) нужно обращать вниманіе на то, что перегрѣтый паръ, даже въ началѣ расширенія, далеко не имѣетъ той температуры, съ которой онъ входитъ изъ паропровода въ цилиндръ. Онъ значительно охлаждается вслѣдствіе вліянія болѣе холодныхъ стѣнокъ цилиндра при впускѣ. Если начальный перегрѣвъ не великъ, то онъ совершенно теряется вслѣдствіе охлаждения при впускѣ, такъ что расширеніе начинается съ сухимъ или влажнымъ насыщеннымъ паромъ. Въ подобныхъ случаяхъ линія расширенія иногда проходитъ, совершенно точно по равносторонней гиперболѣ, какъ и при насыщенномъ парѣ.

При сильномъ перегрѣвѣ, мѣриломъ котораго служить степень перегрѣва, а не высота температуры пара, охлажденіе не доходитъ до насыщенія, такъ что расширеніе начинается съ перегрѣтымъ паромъ, температура котораго, смотря по обстоятельствамъ, лежитъ на ту или иную величину ниже температуры впуска.

Въ виду этого величина наполненія и характеръ работы (выхлопъ, конденсація, одноцилиндровая или компаундъ машины) играютъ главную роль.

Въ очень рѣдкихъ случаяхъ паръ остается перегрѣтымъ до конца расширенія. Переходъ въ состояніе насыщенія, о которомъ говорилось въ отд. 39, имѣетъ мѣсто, смотря по обстоятельствамъ, въ большемъ или меньшемъ отдаленіи отъ начала расширенія. Тогда процессъ вообще будетъ инымъ. Для линіи сжатія въ общемъ справедливо все, что говорилось при этомъ о насыщенномъ парѣ (ср. фиг. 54, машина, работающая перегрѣтымъ паромъ на выхлопъ).

41. Измѣненіе состоянія по изоплѣтѣ.

а) Насыщенный паръ.

Если охлаждать извѣстной сухой или влажный паръ, при чемъ ни количество пара, ни объемъ не мѣняются, то часть пара конденсируется, давленіе же и температура падаютъ.

Если исходить изъ паденія температуры и давленія, то легко можно вычислить отнимаемое количество тепла Q и количество конденсата.

При начальномъ давленіи p_0 и пропорціи пара x_0 ($x_0 = 1$ для сухого пара) начальный объемъ 1 kg будетъ

$$v_0 \propto x_0 (v_s)_0.$$

Если послѣ охлажденія пропорція пара x , то объемъ въ концѣ будетъ

$$v = xv_s.$$

Такъ какъ объемъ и вѣсъ остаются безъ измѣненія, то

$$v_0 = v,$$

вмѣстѣ съ тѣмъ

$$x = x_0 \frac{(v_s)_0}{v_s}.$$

Изъ каждаго kg всего количества пара такимъ образомъ въ жидкость превращается

$$x_0 - x = x_0 \left(1 - \frac{(v_s)_0}{v_s} \right) \text{ kg.}$$

Значенія v_s и $(v_s)_0$ нужно взять по таблицамъ пара, какъ объемы сухого пара для давленій p и p_0 .

Такъ какъ охлажденіе происходитъ безъ измѣненія объема, то не превращается въ тепло и не передаетсянару никакой внѣшней работы, а также не тратится тепло пара на механическую работу. Поэтому тепло отнимается только за счетъ теплоты жидкости и внутренней теплоты парообразования.

Сумма эта въ началѣ равна

$$q_0 + x_0 p_0,$$

въ концѣ

$$q + xp.$$

Разность есть теплота, которую нужно отнять

$$Q = q_0 + x_0 p_0 - q - xp.$$

Отсюда можно вычислить Q , такъ какъ x извѣстно изъ предыдущаго, а q_0 , p_0 , q , p находятся по таблицамъ пара.

Въ $T S$ діаграммѣ можно это измѣненіе состоянія представить слѣдующимъ образомъ, фиг. 55. Точка A , соответствующая начальному состоянию влажнаго пара съ пропорціей пара x_0 , лежитъ на высотѣ температуры насыщенія T_0 , такъ что

$$CA : CD = x_0 \text{ (ср. отд. 37).}$$

Точка B , которая соответствуетъ некоторой конечной температурѣ T , дѣлитъ EF въ отношеніи

$$EB : EF = x.$$

Поэтому при вышеприведенномъ выраженіи для x получится

$$\frac{EB}{EF} = \frac{CA}{CD} \cdot \frac{(v_s)_0}{v_s}.$$

Такимъ образомъ опредѣляется положеніе любой точки B , соответствующей A . Она дѣлитъ EF въ отношеніи $\frac{CA}{CD} \cdot \frac{(v_s)_0}{v_s}$, которое легко вычислить.

Площадь, лежащая подъ AB , есть тепло Q .

На фиг. 55 нанесено нѣсколько кривыхъ постоянного объема (изоплеры).

Въ начальномъ состояніи удѣльный объемъ сухого пара $(v_g)_0 = 0,1993$ cbm/kg, въ конечномъ, соответственно температурѣ въ 60° , $v_g = 7,695$. Отсюда получается пропорція пара въ концѣ

$$x = x_0 \frac{0,1993}{7,695} = 0,0259.$$

Слѣдовательно, паръ содержитъ по вѣсу $100 - 2,59 = 97,41\%$ жидкости. Его давленіе по таблицамъ для пара равно $0,202$ ат. abs. Энергія вначалѣ для 1 kg по таблицамъ была равна $619,4$ Cal, въ концѣ она равна $q + xp = 60,1 + 0,0259 \cdot 526 = 73,7$ Cal. Поэтому паръ долженъ отдать $Q = 619,4 - 73,7 = 545,7$ Cal/kg.

Вѣсъ 1 cbm при 10 ат есть $5,018$ kg. Поэтому всего отдано однимъ куб. метромъ

$$5,018 \cdot 545,7 = 2732 \text{ Cal.}$$

2. Насколько понижается давленіе перегрѣтаго пара 13 ат. abs. и 380° , если онъ охлаждается при неизмѣнномъ объемѣ на 150° ?

Удѣльный объемъ вычисляется по начальному состоянію и равенъ

$$v_g = \frac{47,1 \cdot (273 + 380)}{13 \cdot 10000} = 0,016 = 0,2204.$$

Слѣдовательно, удѣльный вѣсъ

$$\gamma_g = \frac{1}{0,2204} = 4,54.$$

Ему по числовымъ таблицамъ соответствуетъ

$$a = 180;$$

при этомъ

$$\frac{p}{p_0} = \frac{180 + 230}{180 + 380} = 0,732,$$

откуда

$$p = 13 \cdot 0,732 = 9,52.$$

Слѣдовательно, давленіе падаетъ на

$$13 - 9,52 = 3,48 \text{ ат.}$$

3. При выключеніи перегрѣвателя въ немъ остался сухой насыщенный паръ при 10 ат. abs. Насколько поднимется давленіе, если черезъ нѣсколько времени перегрѣватель подвергнуть нагреву дымовыхъ газовъ при 550° при этомъ перегрѣватель отдѣленъ и отъ котла и отъ паропровода.

Прежде всего давленіе снова поднимется до 10 ат. При этомъ вся жидкость испарится и паръ перегрѣвается при постоянномъ объемѣ. Давленію насыщенія въ 10 ат. соответствуетъ $a = 175,5$. Если паръ нагреется до 550° , то давленіе его возрастетъ въ отношеніи

$$\frac{p}{p_0} = \frac{175,5 + 550}{175,5 + 179} = 2,05.$$

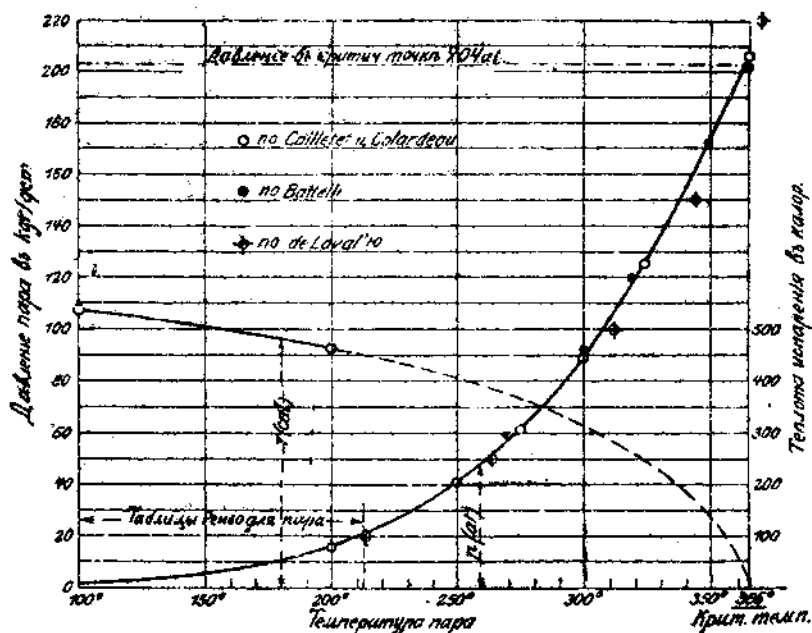
Слѣдовательно, давленіе достигнетъ

$$10 \cdot 2,05 = 20,5 \text{ ат. abs.}$$

Гораздо опаснѣе повышеніе давленія, когда въ перегрѣвателѣ останется влажный паръ или жидкость, потому что при этомъ давленіе пара будетъ расти по очень крутой кривой насыщенія (фиг. 56) до тѣхъ поръ, пока не испарится вся жидкость. Лишь послѣ этого начинается болѣе медленное увеличеніе давленія по наклонной прямой перегрѣва (EF).

42. Насыщенный водяной парь при очень высоких давлениях и температурах.

Таблицы для паровь доведены только до давления 20 ат. абс. съ относящимися къ нимъ значениями ρ (до 211,3°) и, q , r и p . До этихъ предѣловъ доведены основные опыты Реньо и большинство последующихъ опытовъ. Въ отдѣльныхъ случаяхъ были изслѣдованы и пары болѣе высокихъ давленій, но лишь относительно взаимной связи давленія и температуры. До сихъ поръ неизвѣстны значения удѣльнаго объема, затѣмъ количества тепла q и r , следовательно неизвѣстны ρ и другія выводимыя изъ этихъ данныхъ величины. Лишь q было изслѣдовано Dieterici до 300°



Фиг. 57.

Едва ли въ настоящее время для техники нужны давленія сверхъ 20 кг/см². Въ отдѣльныхъ же случаяхъ употребляются давленія, значительно превышающія обычные предѣлы. Де-Лаваль выполнялъ турбины (1897 г.) съ давленіемъ 100—115 кг/см²; въ паровомъ автомобилѣ Серполлѣ применяются давленія до 60—70 кг/см² (стальной паровой цилиндръ диаметромъ около 100 мм.). Большой интересъ представляетъ вопросъ, повысится ли полезный коэффициентъ при повышеніи давленія за употребительные предѣлы? На фиг. 57 представлены въ видѣ кривой, результаты опытовъ Каплетте и Колардо а также Бателли и Де-Лавала. Критическая температура, у которой заканчивается линія давленія, лежитъ при 365°. Давленіе въ критической точкѣ равно приблизительно 264 кг/см².

На той же фигурѣ 57 представлена теплота испаренія на основаніи обыкновенныхъ таблицъ для пара. Эта кривая должна бы, какъ показано пунктиромъ, далѣе приближаться къ оси абсциссъ и окончиться на ней при критической температурѣ.

Для углекислоты (фиг. 71) и сернистаго ангидрида подобный характеръ этой линіи доказанъ и можно ожидать, что, будучи опредѣленъ для паровъ воды, онъ окажется аналогичнымъ.

¹⁾ Ср. статью въ журналѣ Engineering 1907 Januar.

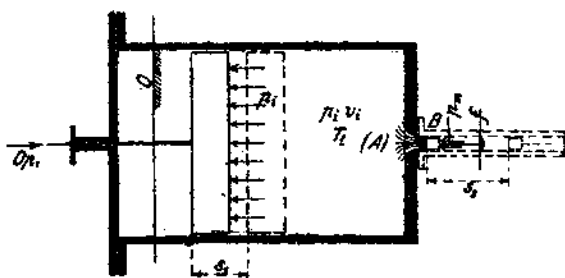
Если бы течение этой кривой было известно болѣе точно, то можно было бы по уравненію Клапейрона (отд. 76) вычислить увеличенія объема при испареніи. Чтобы составить таблицы для пара, пригодныя для этихъ предѣловъ, нужно было бы опредѣлить еще неизвѣстный характеръ кривой теплоты жидкости, которая играетъ важную роль въблизи критической температуры.

На основаніи допущеній относительно τ и q въ журналѣ Engineering 1907 произведены подобаго рода вычисления въ примѣненіи къ процессу паровыхъ машинъ. Въ результатъ при этомъ получается, что даже въ идеальномъ процессѣ паровой машины (при насыщенномъ парѣ) давленіе въ 95 kg/qcm даетъ лучшее использование теплоты, чѣмъ давленіе въ 185 kg/qcm, и что слѣдовательно повышеніе давленія сверхъ опредѣленнаго предѣла теоретически не представляется выгоднымъ.

Теченіе газовъ и паровъ.

43. Истеченіе газовъ и паровъ изъ отверстій.

Находящіеся подъ давленіемъ газы и пары вытекаютъ черезъ отверстія изъ сосудовъ, въ которыхъ они заключены, съ очень большими скоростями по сравненію съ капельными жидкостями. Вычисленіе скоростей истеченія и протекающаго за опредѣленное время вѣсового количества газа или пара и составляетъ задачу этой главы. Она устанавливаетъ основныя положенія, необходимыя для пониманія работы паровыхъ турбинъ.



Фиг. 58.

Истеченіе упругихъ жидкостей (газы, пары) отличается отъ истеченія капельныхъ тѣмъ, что во время процесса истеченія мѣняется не только давленіе, но и удѣльный объемъ (расширеніе).

Скорость истеченія воды подъ давленіемъ (или подъ вліяніемъ собственнаго вѣса) можно вывести слѣдующимъ образомъ (фиг. 58 и 59).

Представимъ себѣ давленіе воды въ p_1 kg/qm abs. въ видѣ давленія поршня съ сѣченіемъ O qm на свободную поверхность воды. Тогда, въ то время какъ черезъ отверстіе сосуда съ сѣченіемъ въ f qm протечетъ 1 kg воды, поршень продвинется впередъ настолько, что описанный имъ объемъ будетъ равенъ объему одного kg воды (удѣльному объему v_1 ; для воды онъ равенъ 0,001 cbm). Слѣдовательно, въ виду

$$v_1 = s_1 \cdot O,$$

поршень пройдетъ путь

$$s_1 = \frac{v_1}{O}$$

При этомъ сила Op_i , дѣйствующая на поршневой штокъ, совершить работу $L_i = Op_i \cdot s_i$, т.-е.

$$L_i = p_i v_i \text{ mkg.}$$

Подобнымъ же образомъ и выходящая струя (можно представить себѣ также поршень въ удлиненномъ отверстіи) преодолеваетъ работу сопротивленія

$$L_2 = p_m v_m \text{ mkg,}$$

если p_m есть давленіе, v_m — удѣльный объемъ жидкости въ устьѣ. Для капельныхъ жидкостей давленіе въ устьѣ равно давленію p_a въ пространствѣ, куда выходитъ струя (выѣшеное давленіе). Тогда $p_m = p_a$; кромѣ того $v_m = v_i = v_a$. Для газовъ же и паровъ не обязательно равенство $p_m = p_a$, а обыкновенно $p_m > p_a$, и всегда $v_m > v_i$.

Такимъ образомъ, каждому kg вытекающей воды сообщается работа

$$L = p_i v_i - p_m v_m.$$

Эта работа проявляется въ выходящей струѣ, какъ приростъ живой силы каждаго kg воды.

Если сѣченіе отверстія мало по сравненію съ поперечнымъ сѣченіемъ O сосуда, то можно пренебречь живой силой воды, вытѣсняемой большимъ поршнемъ (скоростью входа). Если скорость истеченія обозначимъ черезъ w , то въ этомъ случаѣ полный приростъ живой силы килограмма воды выразится черезъ

$$L = \frac{w^3}{2g}.$$

Слѣдовательно, скорость истеченія (для капельныхъ тѣлъ)

$$w = \sqrt{2g L}$$

или

$$w = \sqrt{2g (p_i v_i - p_m v_m)},$$

или

$$w = \sqrt{2g v_i (p_i - p_a)}.$$

Если h есть высота столба жидкости, соответствующая давленію $p_i - p_a$ kg/qm, то для удѣльнаго вѣса γ_i имѣемъ

$$\gamma_i h = p_i - p_a,$$

но $\gamma_i = \frac{1}{v_i}$, слѣдовательно

$$h = (p_i - p_a) v_i,$$

поэтому короче

$$w = \sqrt{2gh},$$

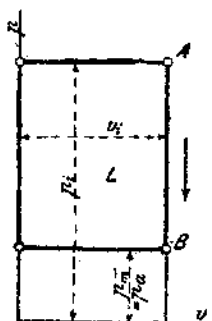
извѣстная формула истеченія для капельныхъ жидкостей.

Нанесемъ давленія какъ ординаты, а удѣльные объемы какъ абсциссы, фиг. 59; тогда для капельныхъ жидкостей состояніе передъ

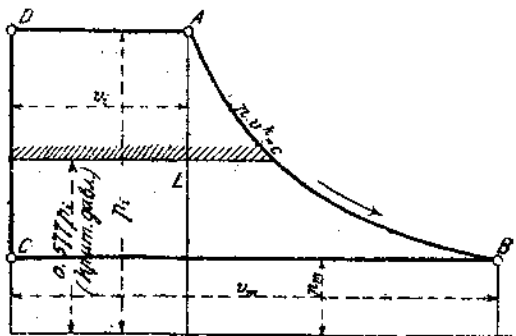
истечениемъ представится точкой A , а послѣ истечения точкой B , лежащей ниже по вертикали, проведенной черезъ A . Работа истечения L выразится площадью прямоугольника $(p_i - p_a)v_i$.

У газовъ и паровъ, въ соответствии съ уменьшеніемъ давленія отъ p_i до p_a , имѣетъ мѣсто увеличеніе объема. Именно, $v_m > v_i$, и точка B , фиг. 60, изображающая конечное состояніе, уже не лежитъ больше на перпендикулярѣ, опущенномъ изъ A , а на большемъ разстояніи v_m отъ оси p .

Измѣненіе состоянія во время истечения представлено на фиг. 59 вертикальной прямой AB , что отвѣчаетъ постепенному паденію давленія при протеканіи въ отверстіе. У газовъ же и паровъ отъ начала ускореннаго движенія и до момента достиженія выходной скорости наблюдается не только постепенное пониженіе давленія, но и возрастаніе объема, что и изображается кривой AB , фиг. 60. При этомъ мы соведѣмъ



Фиг. 59.



Фиг. 60.

не входимъ въ разсмотрѣніе того, въ какомъ именно мѣстѣ сосуда начинается паденіе давленія, и какимъ образомъ вообще мѣняется давленіе въ различныхъ разстояніяхъ отъ устья: кривая AB выражаетъ только, въ какихъ соотношеніяхъ находятся давленія и удѣльные объемы, т.-е. она выражаетъ лишь характеръ измѣненія состоянія. То обстоятельство, что каждый килограммъ газа или пара, подходя къ отверстію и измѣняя свое состояніе, находится еще кромѣ того въ ускоренномъ движеніи, ничего не измѣняетъ въ характерѣ процесса.

Какъ при увеличеніи объема въ цилиндрѣ съ поршнемъ, такъ и здѣсь имѣется непрерывное возрастаніе удѣльнаго объема отъ v_i до v_m (т.-е. расширеніе). Если выпускное отверстіе не охлаждается и не обогрѣвается специально, то это измѣненіе состоянія будетъ адиабатическимъ, если еще не принимать во вниманіе тренія; т.-е. какъ у газовъ, такъ и у паровъ это измѣненіе слѣдуетъ закону

$$p v^k = \text{const},$$

гдѣ для газовъ

$$k = 1,4$$

(для продуктовъ горѣнія меньше!),

для перегрѣтаго водяного пара

$$k=1,3.$$

для сухого насыщеннаго пара

$$k=1,135,$$

и для влажнаго пара съ паросодержаніемъ x

$$k=1,035 + 0,1 \, x.$$

Въ то время какъ у капельныхъ тѣлъ работа, затраченная на ускореніе струи, состоитъ только изъ работы избыточнаго давленія

$$p_i v_i - p_m v_m = (p_i - p_a) v_i,$$

(такъ какъ другого источника работы не имѣется), у упругихъ жидкостей къ работѣ избыточнаго давленія присоединяется еще работа расширенія, которая появляется путемъ превращенія въ работу собственной теплоты тѣла. Эта послѣдняя работа, согласно предыдущему, представляется площадью L_s , заключенной между адиабатой AB и осью абсциссъ. Слѣдовательно, полная работа на ускореніе массы одного килограмма газа или пара будетъ

$$L = p_i v_i - p_m v_m + L_s.$$

Эта величина, какъ легко видѣть, представляется на фиг. 60 площадью $ABCD$.

Какъ раньше, имѣемъ

$$L = \frac{w_m^2}{2g},$$

слѣдовательно

$$w_m = \sqrt{2g L}$$

(выходная скорость).

Въ этомъ видѣ выраженіе для w_m вполне аналогично выраженію скорости истеченія для капельныхъ жидкостей

$$w = \sqrt{2gh}.$$

Напоръ h у газовъ и паровъ соотвѣтствуетъ располагаемая работа L или паденіе тепла AL . Конечно, и величина h въ предыдущемъ уравненіи разсматривается не какъ длина, а какъ работа (одного кг на пути h метровъ).

Для данныхъ внутренняго давленія p_i и вѣшняго p_a , можно представить работу L , согласно изображенію ея площадью $ABCD$, какъ работу идеальной паровой машины съ полнымъ расширеніемъ (отд. 53; а также 45 и 46).

Если извѣстна w_m , то можно вычислить и секундный расходъ G_m по вѣсу. Черезъ поперечное сѣченіе отверстія въ секунду протекаетъ объемъ

$$V_m = w_m \cdot f.$$

Удельный объем этой массы есть v_m , ее удельный весъ $\frac{1}{v_m}$, а, следовательно, ее весъ

$$G_{sec} = \frac{V_m}{v_m},$$

или

$$G_{sec} = \frac{f \cdot w_m}{v_m}.$$

Преобразование формулъ истечения. Область ихъ примѣненія. Располагаемая работа (площадь $ABCD$, фиг. 60) согласно отд. 28 равна

$$L = \frac{k}{k-1} (p_i v_i - p_m v_m),$$

или въ виду

$$p_i v_i^k = p_m v_m^k,$$

получимъ

$$L = \frac{k}{k-1} p_i v_i \left[1 - \left(\frac{p_m}{p_i} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right].$$

Поэтому, скорость истечения (въ устьѣ)

$$w_m = \sqrt{2g \frac{k}{k-1} p_i v_i \left[1 - \left(\frac{p_m}{p_i} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}.$$

Секундный расходъ

$$G_{sec} = \frac{f w_m}{v_m}$$

или, вставивъ

$$v_m = v_i \left(\frac{p_i}{p_m} \right)^{\frac{1}{k}}, \text{ находимъ}$$

$$G_{sec} = f \sqrt{2g \frac{k}{k-1} \cdot \frac{p_i}{v_i} \left[\left(\frac{p_m}{p_i} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_m}{p_i} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]}$$

До некотораго предѣла отношенія $\frac{p_i}{p_a}$ абсолютнаго внутренняго давленія къ вѣшнему (отношенія давленій) давленіе въ устьѣ равно вѣшнему давленію

$$p_m = p_a$$

какъ и у капельныхъ жидкостей. Этотъ предѣлъ выяснится въ дальнѣйшемъ.

Для этой области малыхъ отношеній давленій имѣемъ

$$w_m = \sqrt{2g \frac{k}{k-1} p_i v_i \left[1 - \left(\frac{p_a}{p_i} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]},$$

$$G_{зс} = f \cdot \sqrt{2g \frac{k}{k-1} \cdot \frac{p_i}{v_i} \cdot \left[\left(\frac{p_a}{p_i} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_a}{p_i} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]}.$$

При $p_i = p_a$ получаемъ какъ w_m такъ и $G_{зс}$ равными нулю, чего и слѣдовало ожидать.

Положивъ во второмъ уравненіи

$$\phi = \sqrt{\frac{k}{k-1}} \cdot \sqrt{\left(\frac{p_a}{p_i} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_a}{p_i} \right)^{\frac{k+1}{k}}},$$

получаемъ

$$\left(\frac{G_{зс}}{f} \right)_{\text{см}} = \phi \sqrt{2g \frac{p_i}{v_i}}$$

(расходъ черезъ устье въ 1 см, p_i въ kg/cm), или

$$\left(\frac{G_{зс}}{f} \right)_{\text{см}} = \frac{\phi}{100} \sqrt{2g \frac{p_i}{v_i}}$$

(для устья съ площадью въ 1 см, p_i въ kg/cm),

$$= 0,0443 \phi \sqrt{\frac{p_i}{v_i}}.$$

Предположимъ внутреннее давленіе p_i постояннымъ, и будемъ давать различныя значенія внѣшнему давленію p_a ; тогда $G_{зс}$ будетъ зависѣть только отъ ϕ , т.е. отъ отношенія давленій, обуславливающего величину ϕ .

При одномъ и томъ же отношеніи давленій, но различныхъ значеніяхъ p_i и p_a величина $G_{зс}$ будетъ возрастать пропорціонально квадратному корню изъ отношенія $\frac{p_i}{v_i}$, которое у газовъ и паровъ растетъ вмѣстѣ съ давленіемъ.

При одномъ и томъ же состояніи газа или пара въ сосудѣ скорость w_m зависитъ только отъ отношенія давленій и возрастаетъ съ уменьшеніемъ внѣшняго давленія. При одномъ и томъ же отношеніи давленій, w_m пропорціональна величинѣ $\sqrt{p_i v_i}$, которая у сухого насыщеннаго пара находится лишь въ слабой зависимости отъ давленія, а у газовъ обуславливается только температурой (а не давленіемъ). Итакъ, w_m главнымъ образомъ зависитъ только отъ отношенія давленій.

Нанесемъ отношенія давленій $\frac{p_a}{p_i}$, величины которыхъ колеблются въ предѣлахъ отъ 0 до 1, какъ абсциссы, а значенія ϕ какъ ординаты,

Согласно фиг. 61 для газовъ ($k=1,40$) эта величина $\left(\frac{p_a}{p_i}\right)_{k_p} = 0,528$, для перегрѣтаго пара 0,546, для сухого насыщеннаго пара 0,577.

Аналитически критическую величину можно опредѣлить, какъ максимумъ выраженія

$$\left(\frac{p_a}{p_i}\right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_a}{p_i}\right)^{\frac{k+1}{k}},$$

что при постоянномъ внутреннемъ давленіи даетъ цифры расхода, соответствующія дѣйствительности.

Продифференцируемъ это выраженіе по $\frac{p_a}{p_i}$ и приравняемъ результатъ нулю

$$\frac{2}{k} \left(\frac{p_a}{p_i}\right)^{\frac{2}{k}-1} - \frac{k+1}{k} \left(\frac{p_a}{p_i}\right)^{\frac{1}{k}} = 0,$$

откуда

$$\left(\frac{p_a}{p_i}\right)_{k_p} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}}.$$

Наибольшая величина расхода, равная вмѣстѣ съ тѣмъ расходу при высокой степени расширенія, получится при соотношеніи

$$\frac{p_a}{p_i} < \left(\frac{p_a}{p_i}\right)_{k_p}$$

При $\left(\frac{p_a}{p_i}\right)_{k_p}$ ϕ будетъ равно ϕ_{max} , а именно:

$$\begin{aligned} \phi_{max} &= \sqrt{\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{2}{k-1}} - \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k+1}{k-1}}} \cdot \sqrt{\frac{k}{k-1}} \\ &= \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{1}{k-1}} \cdot \sqrt{\frac{k}{k+1}}, \end{aligned}$$

откуда

$$\left(\frac{G_{max}}{f}\right) = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{1}{k-1}} \sqrt{\frac{2gk}{k+1}} \cdot \sqrt{\frac{p_i}{v_i}}$$

(f въ qm , p_i въ kg/qm).

Критическое давленіе въ устьѣ; наибольшая величина скорости истеченія То обстоятельство, что расходъ уже не увеличивается, если внѣшнее давленіе опустится ниже нѣкоторой опредѣленной величины, позволяетъ заключить, что съ этого момента давленіе въ устьѣ уже не тождественно болѣе съ внѣшнимъ давленіемъ, а остается постояннымъ и равнымъ критическому давленію, какъ бы низко ни опускалось внѣшнее давленіе. Приходится предположить, что струя расширяется до величины внѣшняго давленія уже внѣ отверстия, что дѣйствительно

и подтвердилось непосредственными измѣреніями, сдѣланными Stodola. При этомъ давленіе въ отверстіи равно

$$p_m = p_i \cdot \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}},$$

для насыщеннаго пара напимѣрь

$$p_m = 0,577 p_i.$$

А если давленіе въ устьѣ постоянно, то постоянна и располагаемая энергія между давленіями p_i и p_m , а также скорость истеченія w_m и расходъ. Слѣдовательно, скорость истеченія не можетъ превышать нѣкоторой предѣльной величины, которую получимъ изъ формулы

$$w_m = \sqrt{2g \frac{k}{k-1} \cdot p_i v_i \cdot \left[1 - \left(\frac{p_m}{p_i} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]},$$

вставляя

$$\frac{p_m}{p_i} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}.$$

Имѣемъ

$$(w_m)_{max} = \sqrt{2g \frac{k}{k+1} p_i v_i}.$$

Выразивъ здѣсь p_i и v_i черезъ p_m и v_m согласно

$$p_i v_i^k = p_m v_m^k$$

и

$$\frac{p_m}{p_i} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}},$$

получимъ также

$$(w_m)_{max} = \sqrt{g k p_m v_m}.$$

Это выраженіе соответствуетъ по величинѣ скорости звука въ парѣ, находящемся въ томъ состояніи, въ которомъ онъ имѣется въ устьѣ. Такимъ образомъ, въ обыкновенныхъ отверстіяхъ скорость истеченія можетъ достигнуть лишь скорости звука.

Это обстоятельство имѣетъ громадное значеніе въ турбостроеніи. Изъ всѣхъ отверстій и каналовъ обыкновенной формы газъ или паръ можетъ вытекать самое большее съ этой скоростью, какъ бы велика ни была разница давленій. Давленіе въ устьѣ не можетъ быть меньше 0,577 p_i для насыщеннаго и менѣе 0,546 p_i для перегрѣтаго пара, какое бы разрѣженіе ни господствовало во внѣшнемъ пространствѣ. Изъ имѣющейся такимъ образомъ большой располагаемой энергіи, только часть ея, соотвѣтствующая паденію давленія съ p_i до 0,577 p_i , можетъ быть превращена въ скорость, т.-е. въ энергію истеченія.

Эта часть располагаемой энергіи представлена на фиг. 60 площадью, расположенной надъ заштрихованной прямой. Превращеніе въ скорость части площади ниже этой прямой невозможно при простыхъ отверстіяхъ или каналахъ, а требуетъ примѣненія особыхъ средствъ.

Особыя формулы и нѣкоторыя данныя для газовъ и паровъ. Для газовъ наибольшій расходъ на 1 qcm площади отверстія

$$\left(\frac{G_{\text{acc}}}{f}\right)_{\text{max}} = 0,0215 \sqrt{\frac{p_i}{v_i}} (p_i \text{ въ kg/qcm}).$$

Здѣсь принято $k=1,4$, $\phi_{\text{max}}=0,484$.

Далѣе имѣемъ: $10000 p_i v_i = RT_i$,

отсюда

$$\frac{v_i}{p_i} = \frac{RT_i}{p_i^2 \cdot 10000},$$

или

$$\sqrt{\frac{p_i}{v_i}} = \frac{100 p_i}{\sqrt{RT_i}}.$$

Отсюда слѣдуетъ

$$\left(\frac{G_{\text{acc}}}{f}\right)_{\text{max}} = \frac{2,15 p_i}{\sqrt{RT_i}}.$$

Такимъ образомъ, при отношеніяхъ большихъ 1 : 0,528 или 1,89 : 1 расходъ при одной и той же температурѣ пропорціоналенъ давленію.

Объемный расходъ, отнесенный къ состоянію газа внутри сосуда, будетъ равенъ для 1 qcm площади отверстія

$$V_{\text{max}} = \left(\frac{G_{\text{acc}}}{f}\right)_{\text{max}} \cdot v_i = 0,000215 \sqrt{RT_i} \text{ cbm/sec},$$

т.-е. при одной и той же температурѣ онъ остается постояннымъ какъ для низкихъ, такъ и для высокихъ давленій.

Скорость истеченія для высокой степени расширенія равна

$$w_{\text{max}} = \sqrt{2g \frac{k}{k+1} p_i v_i},$$

а слѣдовательно для $k=1,4$

$$w_{\text{max}} = 3,38 \sqrt{RT_i}.$$

Напримѣръ для воздуха съ $R=29,27$, $t_i=0^\circ$, $T_i=273$,

$$w_{\text{max}} = 302 \text{ m/sec.}$$

Для водорода, съ $R=422,6$ при $t_i=0^\circ$,

$$w_{\text{max}} = 1150 \text{ m/sec.}$$

При температурахъ продуктовъ горѣнія скорости соответственно больше. Значенія k для этихъ температуръ надо ввести согласно отд. 24.

Для перегрѣтаго пара, съ $k=1,30$

$$w_{\text{max}} = 333 \sqrt{p_i v_i} (p_i \text{ въ kg/qcm}),$$

$$p_i v_i = \frac{47,1(273 + t_i)}{10000} - 0,016 p_i \quad (p_i \text{ въ kg/qcm}).$$

Въ практическихъ случаяхъ t_i лежитъ въ предѣлахъ отъ 200° до 350°, p_i заключено между 2 и 13 kg/qcm abs., а слѣдовательно $p_i v_i$ между 2,2 и 2,8, т.-е $\sqrt{p_i v_i}$ между 1,48 и 1,68. Слѣдовательно, какъ наибольшую величину имѣемъ

$$w_{max} \approx 560 \text{ m/sec.}$$

Далѣе

$$\frac{G_{sec}}{f} = 0,021 \sqrt{\frac{p_i}{v_i}},$$

гдѣ

$$v_i = 47,1 \frac{273 + t_i}{10000 p_i} - 0,016 \quad (p_i \text{ въ kg/qcm}).$$

Для сухого насыщеннаго пара съ $k=1,135$ получаемъ

$$w_{max} = 323 \sqrt{p_i v_i} \quad (p_i \text{ въ kg/qcm}).$$

Между 3 и 12 kg/qcm abs. $\sqrt{p_i v_i}$ равенъ отъ 1,27 до 1,42. Такимъ образомъ, изъ простыхъ отверстій насыщенный паръ можетъ вытекать со скоростью не большей 460 m/sec.

Расходъ для высокой степени расширения (свыше 1:0,577 или 1,735:1) будетъ

$$\frac{G_{sec}}{f} = 0,020 \sqrt{\frac{p_i}{v_i}} \quad (p_i \text{ въ kg/qcm}).$$

Малая разниця давленій. Если $\frac{p_m}{p_i}$ и $\frac{v_m}{v_i}$ мало отличаются отъ 1, то уравненія

$$L = \frac{k}{k-1} p_i v_i \left[1 - \left(\frac{p_m}{p_i} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]$$

или

$$L = \frac{k}{k-1} p_i v_i \left[1 - \left(\frac{v_i}{v_m} \right)^{k-1} \right]$$

могутъ быть значительно упрощены для вычислений.

Дѣйствительно, можно написать

$$\frac{p_m}{p_i} = 1 - \left(1 - \frac{p_m}{p_i} \right)$$

и

$$\frac{v_i}{v_m} = 1 - \left(1 - \frac{v_i}{v_m} \right)$$

Здѣсь величины въ скобкахъ очень малы. По формулѣ

$$(1-x)^m \approx 1 - mx$$

для небольшого x , имѣемъ

$$\left(\frac{p_m}{p_i}\right)^{\frac{k-1}{k}} = 1 - \frac{k-1}{k} \left(1 - \frac{p_m}{p_i}\right),$$

а также

$$\left(\frac{v_i}{v_m}\right)^{k-1} = 1 - (k-1) \left(1 - \frac{v_i}{v_m}\right);$$

поэтому

$$L = p_i v_i \left(1 - \frac{p_m}{p_i}\right) = v_i (p_i - p_m).$$

и

$$L = k p_i v_i \left(1 - \frac{v_i}{v_m}\right).$$

А тогда получимъ

$$w = \sqrt{2g v_i (p_i - p_m)},$$

или

$$w = \sqrt{2gk p_i v_i \left(1 - \frac{v_i}{v_m}\right)}.$$

Введение въ расчетъ скорости входа. Предыдущія формулы пригодны, если истечение происходитъ изъ сосуда, въ которомъ содержащее находится въ покоѣ. Если же текущее тѣло подходитъ къ отверстію уже съ нѣкоторой начальной скоростью w_0 , то и скорость истечения увеличивается. Какъ на примѣръ можно указать на движеніе пара черезъ каналы рабочаго колеса въ турбинахъ избыточнаго давленія. Паръ входитъ въ каналы со значительной скоростью, при проходѣ черезъ нихъ онъ получаетъ еще новое ускореніе за счетъ дополнительнаго паденія давленія въ лопаткахъ (см. фиг. 93, величины w_1 и w_2). Также и направляющіе вѣнцы многоступенчатой турбины получаютъ изъ рабочаго колеса предыдущей ступени паръ съ той абсолютной скоростью истечения, (c_2 , фиг. 93), которая имѣется на рабочемъ колесѣ этой ступени (или съ нѣкоторой частью этой скорости).

Такимъ образомъ, живая сила вытекающей струи соответствуетъ суммѣ начальной живой силы $\frac{w_0^2}{2g}$ и располагаемой энергіи L , которая освобождается при расширеніи пара отъ входа до выхода его изъ отверстія. То-есть мы имѣемъ

$$\frac{w^2}{2g} = \frac{w_0^2}{2g} + L,$$

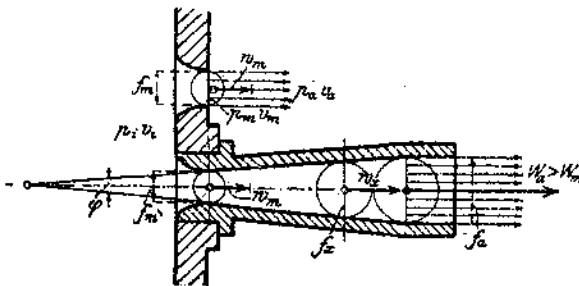
а слѣдовательно

$$w = \sqrt{w_0^2 + 2gL}.$$

L можно точно опредѣлить, какъ указано выше.

44. Расширяющіяся сопла (сопла Лавала).

Скорость истечения газовъ и паровъ при выходѣ ихъ изъ простыхъ отверстій произвольнаго поперечнаго сѣченія (см. фиг. 62 сверху) не можетъ превзойти (см. отд. 43) скорости звука, при чемъ располагаемая энергія, идущая на создание скорости, ограничивается давлениями p_i (начальное давление) и $p_m = 0,577 p_i$ (давление въ устьѣ для насыщеннаго пара). Это обстоятельство было бы въ высшей степени невыгодно для одноступенчатыхъ паровыхъ турбинъ равнаго давления (акціонныя турбины), у которыхъ струя, выходя изъ одного или нѣсколькихъ сопелъ (или каналовъ), приводитъ въ движеніе рабочее колесо, ибо на такомъ колесѣ можетъ превратиться въ механическую энергію только та кинетическая энергія, которой уже обладаетъ струя. Остатокъ же работоспособности пара, представленный на фиг. 60 площадью, лежащей ниже заштрихованной горизонтальной прямой, является потерей. И эта потеря тѣмъ больше, чѣмъ выше начальное давление и ниже конечное.



Фиг. 62.

Лаваль (de Laval) въ Стокгольмѣ напелъ средство избѣжать этой потери. Пусть струя, выходя изъ простаго хорошо закругленнаго отверстія, попадаетъ, послѣ прохода черезъ самое узкое мѣсто (f_m), въ постепенно уширяющуюся трубку (сопло) (фиг. 62 внизу); тогда давление въ конической части падаетъ ниже $0,577 p_i$. Благодаря этому часть располагаемой энергіи, превращающаяся въ скорость, увеличивается — болѣе или менѣе, смотря по степени уширенія сопла; тогда скорость за самымъ узкимъ сѣченіемъ сопла (горломъ) превзойдетъ уже имѣющуюся въ горлѣ скорость звука. Величина, которой достигаетъ скорость выхода w_a , зависитъ отъ уширенія сопла ($f_a : f_m$). Такимъ образомъ, паръ получаетъ возможность расширяться до величины любого противодавленія (атмосферное давленіе при работѣ въ атмосферу, разрѣженіе при работѣ съ конденсаціей, а у многоступенчатыхъ турбинъ произвольныя давленія между ступенями). Итакъ, въ концѣ сопла получается такое же давленіе, какъ и во вѣдшемъ пространствѣ.

Но необходимымъ условіемъ для того, чтобы сопло на самомъ дѣлѣ производило такое дѣйствіе, является достаточно малый уголъ уши-

рения (немногим больше 10°), ибо при большем быстром расширении струя уже отделяется от стенок сопла. Поэтому сопла для одного и того же количества пара выходят тем длиннее, чем больше требуемая величина расширения пара.

Вследствие больших скоростей (до 1000 м/сек и больше) и значительной поверхности внутренних стенок сопла, трение струи играет уже здесь гораздо большую роль, чем при простых отверстиях. Однако, сначала мы будем рассматривать идеальное сопло (без трения).

При таком допущении изменение состояния в сопле протекает, как и у простых отверстий, адиабатически. Давление p_x и удельный объем v_x в различных местах по длине сопла связаны тогда соотношением.

$$p_x v_x^k = p_m v_m^k \text{ (или } = p_i v_i^k \text{)}.$$

Теперь уже мы легко сможем проследить за истечением аналитически. Через каждое поперечное сечение (f_x) сопла протекает каждую секунду одно и то же весовое количество пара. В виду того,

что в горле (f_m) господствует критическое давление $p_m = p_i \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}$,

то по ранее выведенной формуле для $(G_{max})_{max}$ получаем

$$G_{max} = 0,0443 f_m \phi_{max} \sqrt{\frac{p_i}{v_i}} = a f_m \sqrt{\frac{p_i}{v_i}}$$

(f_m в см, p_i в кг/см).

Здесь для насыщенного пара $a = 0,020$

„ перегретого „ $a = 0,021$

„ газов „ $a = 0,0215$.

При данном весовом количестве пара, можно отсюда вычислить площадь горлового сечения сопла.

Если w_x есть скорость в произвольном сечении, то $f_x w_x$ представляет протекающий в секунду через это сечение объем пара с удельным весом $\gamma_x = \frac{1}{v_x}$, а следовательно весовое количество, протекающее в секунду, равно

$$\frac{f_x w_x}{v_x};$$

таким же образом секундный расход для сечения f_m будет

$$\frac{f_m w_m}{v_m} = G_{sec}.$$

Имеем следовательно

$$\frac{f_x w_x}{v_x} = \frac{f_m w_m}{v_m},$$

откуда

$$f_x = f_m \cdot \frac{w_m}{w_x} \cdot \frac{v_x}{v_m}$$

Но согласно отд. 43.

$$w_m = \sqrt{2g L_m}$$

и

$$w_x = \sqrt{2g L_x},$$

если L_m есть располагаемая энергия при адиабатическомъ расширеніи между давленіями p_i и p_m , а L_x — между давленіями p_i и p_x .

Тогда

$$\frac{w_m}{w_x} = \sqrt{\frac{L_m}{L_x}},$$

а, слѣдовательно, соотвѣтствующая произвольному p_x площадь сѣченія сопла будетъ

$$f_x = f_m \frac{v_x}{v_m} \sqrt{\frac{L_m}{L_x}}.$$

Величины L_m и L_x можно получить, опредѣляя рабочія площади при адиабатическомъ расширеніи, (фиг. 60), или же по отд. 45. Аналитически величина $\sqrt{\frac{L_m}{L_x}}$ находится слѣдующимъ образомъ.

Величины располагаемой энергій будутъ

$$L_m = \frac{k}{k-1} (p_i v_i - p_m v_m)$$

$$L_x = \frac{k}{k-1} (p_i v_i - p_x v_x),$$

откуда

$$\sqrt{\frac{L_m}{L_x}} = \sqrt{\frac{1 - \frac{p_m}{p_i} \cdot \frac{v_m}{v_i}}{1 - \frac{p_x}{p_i} \cdot \frac{v_x}{v_i}}}.$$

Но

$$\frac{p_m}{p_i} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}},$$

и

$$p_m v_m^k = p_i v_i^k,$$

$$1 - \frac{p_m}{p_i} \cdot \frac{v_m}{v_i} = \frac{k-1}{k+1},$$

а слѣдовательно

$$\frac{f_x}{f_m} = \frac{v_x}{v_m} \frac{\sqrt{\frac{k-1}{k+1}}}{\sqrt{1 - \frac{p_x}{p_i} \cdot \frac{v_x}{v_i}}}.$$

Если уже имѣются адиабаты, по которымъ можно взять величины $\frac{v_x}{v_m}$ и $\frac{v_x}{v_i}$, то для любого заданнаго отношенія давленій или объемовъ при расширеніи $\left(\frac{p_x}{p_i} \text{ или } \frac{v_x}{v_i}\right)$ можно опредѣлить и степень ушпиренія сопла $\frac{f_x}{f_m}$. (Для газовъ фиг. 24, для паровъ фиг. 52).

Однако при значительной степени расширенія пользование кривыми оказывается неудобнымъ.

Чтобы получить отношеніе $\frac{f_x}{f_m}$ чисто аналитическимъ путемъ, надо въ послѣднемъ уравненіи величины $\frac{v_x}{v_m}$ и $\frac{v_x}{v_i}$ выразить черезъ давленія.

Имѣемъ

$$\frac{v_x}{v_m} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{1}{k-1}} \cdot \left(\frac{p_i}{p_x}\right)^{\frac{1}{k}}$$

и

$$\frac{v_x}{v_i} = \left(\frac{p_i}{p_x}\right)^{\frac{1}{k}};$$

тогда

$$\frac{f_x}{f_m} = \frac{\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{1}{k-1}} \cdot \sqrt{\frac{k-1}{k+1}}}{\sqrt{\left(\frac{p_x}{p_i}\right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_x}{p_i}\right)^{\frac{k+1}{k}}}}.$$

Пользуясь этимъ выраженіемъ, мы получаемъ очень простой способъ для опредѣленія ушпиренія сопла. Ранѣе мы приняли (отд. 43)

$$\phi = \sqrt{\frac{k}{k-1}} \cdot \sqrt{\left(\frac{p_x}{p_i}\right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_x}{p_i}\right)^{\frac{k+1}{k}}}$$

и

$$\phi_{max} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{1}{k-1}} \cdot \sqrt{\frac{k}{k+1}}.$$

Какъ легко можно убѣдиться, отношеніе этихъ двухъ выраженій есть ни что иное, какъ послѣднее выраженіе для степени ушпиренія сопла. Слѣдовательно, имѣемъ

$$\frac{f_x}{f_m} = \frac{\phi_{max}}{\phi}.$$

На фиг. 61 нанесены величины ϕ для газовъ, перегрѣтаго и насыщеннаго паровъ. Пунктирныя вѣтви этихъ кривыхъ (между $\frac{p_x}{p_i} = 0$ и критическимъ отношеніемъ давленій въ высшей точкѣ) не имѣли ранѣе для насъ никакого смысла.

Теперь же мы можем сказать так: отношение наибольшей ординаты ϕ_{max} къ произвольной ординатѣ, соотвѣтствующей отношенію давленій $\frac{p_x}{p_i}$, указываетъ, насколько разъ сѣченіе сопла должно быть больше горлового сѣченія, при расширеніи отъ p_i до p_x .

Но расширеніе начинается еще передъ горломъ. Отъ начала сопла до горла давленіе уже падаетъ съ p_i до p_m , т.-е. въ отношеніи $\frac{p_m}{p_i}$. Расширенію на этомъ протяженіи соотвѣтствуютъ на фиг. 61, сплошныя вѣтви кривыхъ, такъ какъ для имѣющихся въ этомъ случаѣ отношеній давленій между 1 и $\frac{p_m}{p_i}$, годятся тѣ же самыя формулы, какъ и для ушибающейся части сопла.

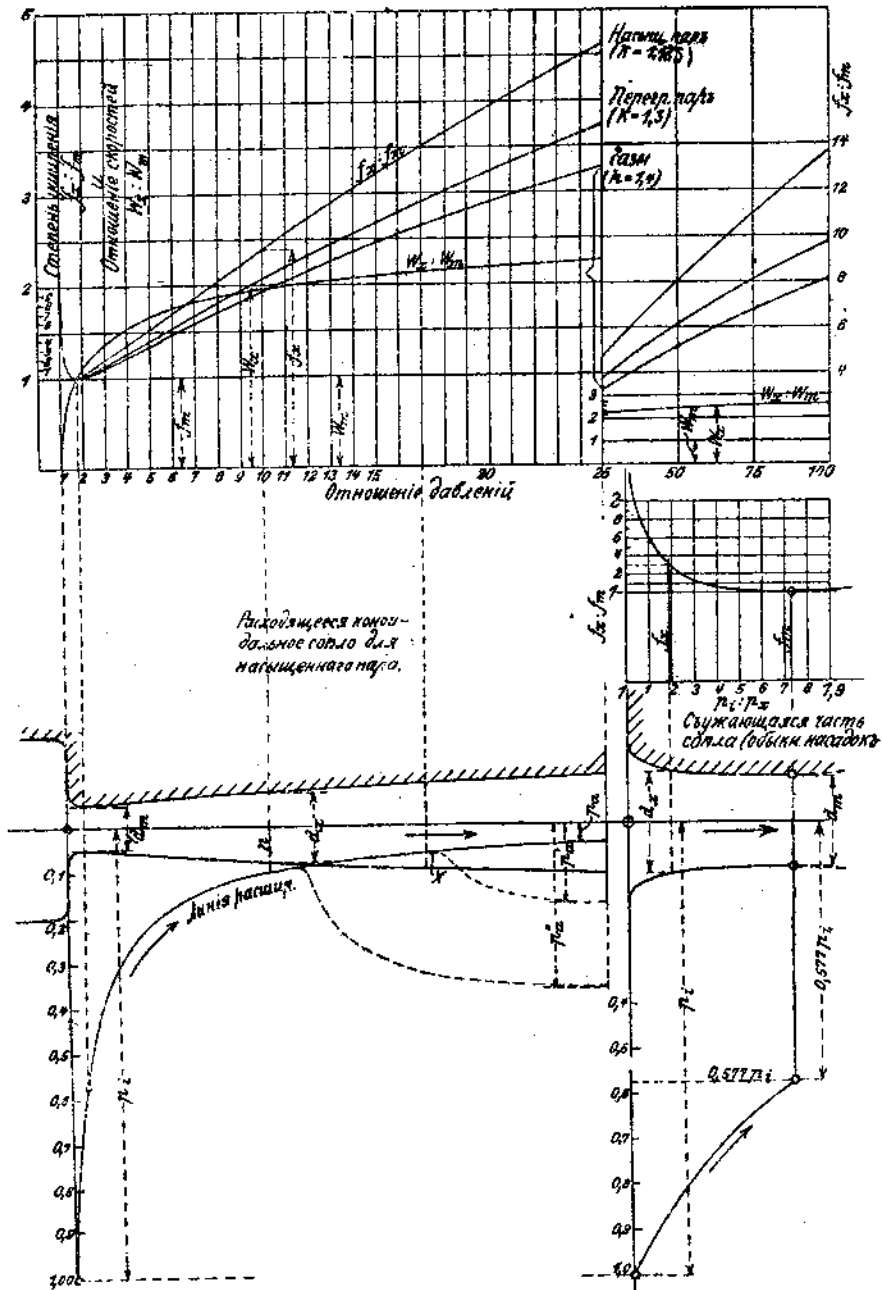
Отношеніе наибольшей ординаты кривой (ϕ_{max}) къ ординатѣ ϕ любой точки P' (или P), лежащей на сплошномъ (или пунктирномъ) отрѣзкѣ кривой, представляетъ въ тоже время то отношеніе, въ которомъ должны увеличиваться сѣченія сопла по сравненію съ горловымъ f_m , для расширенія на соотвѣтствующую величину (на фиг. 61 въ точкѣ P' до $0,9 p_i$; въ P —до $0,1 p_i$).

Отсюда слѣдуетъ, что для плавнаго паденія давленія и постоянного возрастанія скорости отъ мѣста входа, сопло должно сначала сужаться, а потомъ уже ушибаться. Въ первой части, паръ расширяется отъ p_i до $p_m = 0,577 p_i$ (насыщенный паръ) и скорость достигаетъ въ f_m величины скорости звука, соотвѣтствующей p_m и v_m . Во второй части давленіе падаетъ дальше, въ зависимости отъ отношенія наиболее широкаго сѣченія (выходное сѣченіе f_o) къ горловому (f_m), и скорость струи уже превосходитъ скорость звука.

На фиг. 63 вверху какъ абсциссы нанесены отношенія $\frac{p_i}{p_x}$ (т.-е. величины обратныя абсциссамъ фиг. 61), а какъ ординаты степеніи ушибанія сопла $\frac{f_x}{f_m}$ для насыщеннаго, перегрѣтаго пара и газовъ. Согласно этой фигурѣ, при одномъ и томъ же паденіи давленія, сильнѣе всего ушибаются сопла для насыщеннаго пара, меньше — для перегрѣтаго и меньше всего для газовъ (правая верхняя часть фиг. 63 относится къ расширенію 25—100 кратному, въ виду чего пришлось взять меньшій масштабъ).

На нижней части фиг. 63 нанесены діаметры сопла съ круглымъ сѣченіемъ (для насыщеннаго пара), при чемъ за абсциссы опять взяты отношенія давленій. Для этого случая получается сопло конoidalной формы, въ которомъ паръ расширяется по закону ниже лежащей кривой (при ординатѣ 1 господствуетъ давленіе p_i , а, на примѣръ, у ординаты 17 давленіе $\frac{1}{17} p_i$). И обратно, такимъ приемамъ легко про-

слѣдить за измѣненіемъ давленій при произвольной формѣ сопла. Надо только опредѣлить въ различныхъ мѣстахъ отношенія $\frac{f_x}{f_m}$ задан-



Фиг. 63.

ного (например конического) сопла и по этимъ величинамъ взять отношенія давленій изъ верхней кривой фиг. 63.

Если выходное сѣченіе f_x рассчитано такъ, что давленіе въ выхо-

дящей струёй равно внешнему давлению (полное расширение), то скорость при выходе можно получить из формулы

$$w_a = \sqrt{2gL},$$

гдѣ L есть полная располагаемая энергія между давленіями p_i и p_a .

Поэтому

$$w_a = \sqrt{2g \frac{k}{k-1} p_i v_i \left[1 - \left(\frac{p_a}{p_i} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}$$

Эту же величину можно представить какъ кратное скорости звука w_m , господствующей въ горловомъ сѣченіи

$$\begin{aligned} w_a &= w_m \cdot \frac{f_m}{f_a} \cdot \frac{v_a}{v_m} = \\ &= w_m \cdot \frac{f_m}{f_a} \cdot \left(\frac{p_m}{p_a} \right)^{\frac{1}{k}}, \end{aligned}$$

при чемъ сюда должны быть подставлены соответствующія величины $\frac{f_m}{f_a}$ и $\frac{p_m}{p_a}$.

Такъ же просто получается выраженіе для скорости w_x въ произвольномъ мѣстѣ сопла

$$\begin{aligned} w_x &= w_m \cdot \frac{f_m}{f_x} \cdot \left(\frac{p_m}{p_x} \right)^{\frac{1}{k}} = \\ &= w_m \cdot \frac{f_m}{f_x} \cdot \left(\frac{p_i}{p_x} \right)^{\frac{1}{k}} \cdot \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{1}{k-1}}, \end{aligned}$$

но лишь при условіи, что $\frac{f_m}{f_x}$ и $\frac{p_m}{p_x}$ будутъ соответствующими одна другой величинами. Если сѣченія сопла высчитаны для опредѣленныхъ выбранныхъ степеней расширения $\frac{p_i}{p_a}$, то послѣднее условіе выполняется само собой. Менѣе простъ расчетъ для какого либо даннаго сопла, если нельзя непосредственно опредѣлить, какой именно величинѣ $\frac{p_i}{p_x}$ соответствуетъ величина $\frac{f_m}{f_x}$. Въ этомъ случаѣ можно воспользоваться фиг. 63, которая содержитъ соответствующія величины $\frac{p_i}{p_x}$ и $\frac{f_x}{f_m}$. На этой же фигурѣ даны для насыщеннаго пара отношенія скоростей w_x къ w_m , отвѣчающія опредѣленнымъ степенямъ расширения.

При 12-кратномъ расширеніи (напримѣръ отъ 12 ат до 1 ат въ турбинахъ безъ конденсаціи) скорость при выходѣ изъ сопла равна $2,03w_m$ (т.-е. круглымъ счетомъ $2,03 \cdot 460 = 934$ m/sec), при 100-кратномъ расширеніи (отъ 12 до 0,12 ат) $2,6 \cdot 460 = 1195$ m/sec.

Явленія въ соплахъ при повышеніи противоавленія. Каждому уширенію сопла $f_a : f_m$ отвѣчаетъ опредѣленное отношеніе начальнаго и конечнаго давленія, зависящее лишь отъ рода тѣла. Сопла только тогда работаютъ правильно, если внѣшнее давленіе (противоавленіе) равно давленію въ концѣ сопла, а это послѣднее давленіе зависитъ отъ упомянутаго отношенія. Если противоавленіе повышается, то, согласно опытамъ Стодола, паръ сначала, на нѣкоторомъ участкѣ сопла, расширяется такъ же, какъ и въ случаѣ нормальнаго для даннаго сопла противоавленія, и именно до давленія меньшаго, чѣмъ внѣшнее. Однако, начиная съ отмѣченнаго на фиг. 63 мѣста X, давленіе постепенно повышается по направленію къ концу сопла до величинны противоавленія.

При X происходитъ ударъ струи пара, который влечетъ за собою потерю части кинетической энергіи. Чѣмъ болѣе противоавленіе превосходитъ нормальное давленіе, тѣмъ глубже лежитъ внутри сопла точка X. Болѣе подробно объ этомъ см. Stodola, Dampfturbinen.

Относительно потери на треніе въ соплѣ см. отд. 49.

45. Вычисленіе располагаемой энергіи и скорости истеченія пара по тепло-содержанію.

Работа L_0 , отдаваемая однимъ kg, пара при расширеніи его отъ давленія p_1 до противоавленія p_2 , представлена діаграммой фиг. 64. Величина этой работы не зависитъ отъ того, отдается ли она въ поршневой паровой машинѣ при совершенномъ расширеніи, или въ турбинѣ, или въ видѣ живой силы вытекающей струи. Въ послѣднемъ случаѣ соответствующая скорость истеченія равна

$$w = \sqrt{2g L_0}.$$

Рабочая площадь равна

$$L_0 = p_1 v_1 - p_2 v_2 + \text{плоч. } (BCC'B').$$

Такъ какъ при адиабатическомъ расширеніи работа получается за счетъ уменьшенія внутренней энергіи, то абсолютная работа расширенія L_0 ($BCC'B'$) и равна въ этомъ случаѣ убыли внутренней энергіи при переходѣ отъ B къ C.

Согласно отд. 34 для точки B

$$U_1 = q_1 + x_1 p_1,$$

для точки C

$$U_2 = q_2 + x_2 p_2,$$

гдѣ x_1 и x_2 — паросодержанія (влажнаго) пара въ точкахъ B и C. Слѣдовательно, имѣемъ

$$L_0 = [q_1 + x_1 p_1 - (q_2 + x_2 p_2)] \quad 427.$$

Отсюда

$$\frac{1}{427} L_0 = q_1 + x_1 i_1 + \frac{1}{427} p_1 v_1 - (q_2 + x_2 i_2 + \frac{1}{427} p_2 v_2).$$

Величину $q + x i + \frac{1}{427} p v$, какъ легко замѣтить, вполне опредѣляемую состояніемъ пара, называютъ „теплосодержаніемъ при постоянномъ давленіи“ (i или J), см. отд. 69.

$$L_0 = 427 (i_1 - i_2) \text{ и } w = 91,53 \sqrt{i_1 - i_2}.$$

Согласно отд. 34 полная теплота влажнаго пара равна

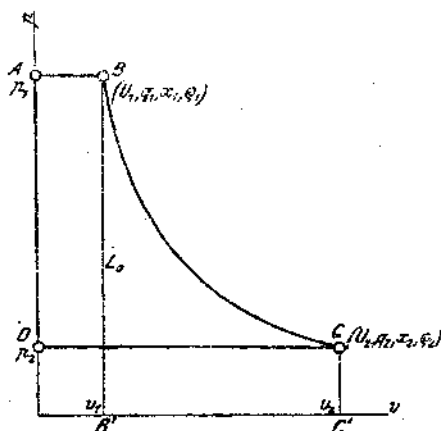
$$\lambda = q + x i + \frac{1}{427} p (v - 0,001).$$

Если пренебречь объемомъ жидкой воды, 0,001, передъ всѣмъ объемомъ v , что вполне допустимо даже при очень сыромъ парѣ, получимъ

$$\lambda = i,$$

т.-е. полная теплота тождественна съ теплосодержаніемъ при постоянномъ давленіи. Тогда получимъ также, съ очень большой точностью

$$L_0 = 427 (\lambda_1 - \lambda_2).$$



Фиг. 64.

При этомъ слѣдуетъ отмѣтить, что величину λ_1 можно брать изъ таблицъ только въ случаѣ сухого пара, величину же λ_2 , вообще говоря, нельзя брать по таблицамъ для пара, ибо въ концѣ адиабатическаго расширенія паръ всегда бываетъ сырымъ. Лучше всего вычислить λ_2 или i_2 по формулѣ

$$i_2 = q_2 + x_2 i_2 + \frac{1}{427} p_2 x_2 (v_2),$$

опредѣливъ ранѣе паросодержаніе x_2 въ концѣ расширенія по способу, указанному въ отд. 39.

Вычисленіе L_0 и w этимъ путемъ такъ же просто, какъ и предыдущія уравненія, если только можно взять по таблицамъ или изъ диаграммъ значенія λ (или i), какъ для начала, такъ въ особенности и для конца процесса. Для этой цѣли и служить JS-диаграмма Молъе, см. отд. 46.

Этотъ способъ пригоденъ и для перегрѣтаго пара. Только теплосодержаніе его будетъ больше по сравненію съ насыщеннымъ паромъ равнаго давленія на теплоту перегрѣва при постоянномъ давленіи (отд. 36).

46. Энтропійныя діаграмы для водяного пара (TS - и JS - діаграмы).

Сущность энтропійныхъ таблицъ выяснена уже въ ученіи о газахъ (отд. 27). Эти таблицы въ особенности удобны для изслѣдованія адиабатическаго измѣненія состоянія. При этихъ измѣненіяхъ энтропія остается постоянной, и поэтому, если величины энтропіи S приняты за абсциссы, эти процессы представляются прямыми параллельными оси ординатъ (отд. 26).

Въ обыкновенной энтропійной діаграммѣ ординатами служатъ абсолютныя температуры (T). Площадь, заключенная между произвольной линіей состояній и ея конечными ординатами, представляетъ тепло, сообщенное или отведенное во время соответствующаго процесса измѣненій (отд. 25). Поэтому TS -диаграммы называются также тепловыми діаграммами.

Таб. IV, стр. 187 содержитъ изобары для давленій отъ 0,04 до 16 at abs. и до 400°. Ихъ вычерчиваніе ясно изъ отд. 37. О способѣ примѣненія ихъ см.

Отд. 38 (кривыя постоянной влажности).

Отд. 39 (адиабатическое расширеніе и сжатіе насыщеннаго и перегрѣтаго пара, съ переходомъ также изъ одной области въ другую).

Отд. 49 (адиабатическое теченіе при сопротивленіяхъ).

Отд. 54 (работа пара въ паровыхъ машинахъ и турбинахъ).

Изоплеръ въ этой таблицѣ нѣтъ. Измѣненія объема можно вычислить по формуламъ въ верхнемъ лѣвомъ углу табл. IV.

Со времени появленія паровыхъ турбинъ энтропійныя діаграммы приобрѣли важное значеніе, въ особенности, если желаютъ при помощи ихъ прослѣдить вліяніе сопротивленій теченію на измѣненіе состояній въ соплахъ и каналахъ турбинъ (отд. 49).

Для опредѣленія располагаемой энергіи въ TS -диаграммахъ, приходится спланиметрировать соответствующія площади (отд. 54, 49). Однако этого можно избѣгнуть, и соответствующія величины работы просто получить какъ отрѣзки прямой, если ввести, какъ ординаты въ энтропійную діаграмму, вмѣсто температуръ теплосодержанія i (отд. 45 и 69); это было впервые указано Молье. JS -диаграмма получается слѣдующимъ образомъ.

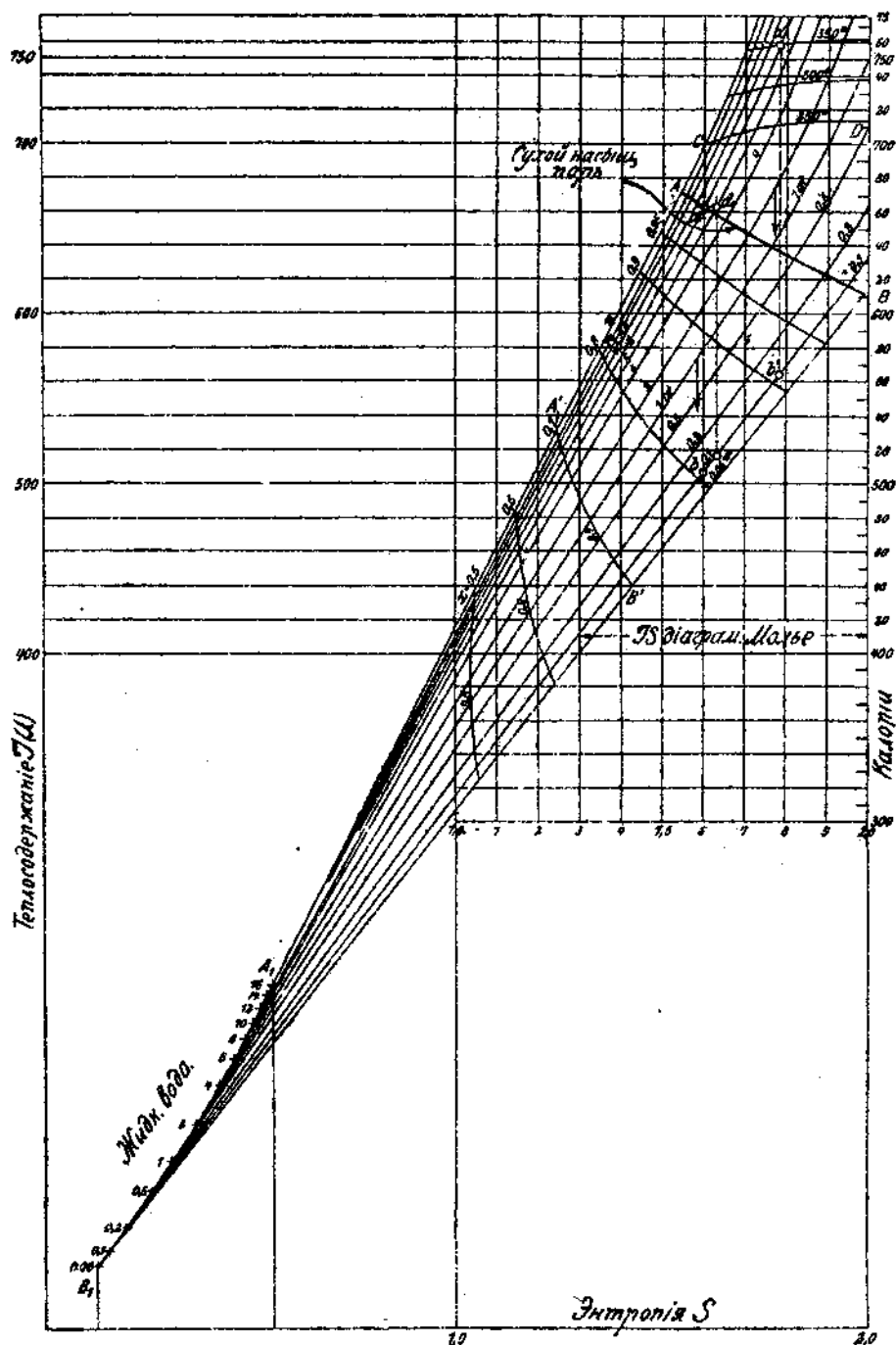
Прежде всего, табл. III, наносятъ какъ абсциссы значенія энтропій S сухого насыщеннаго пара (по таблицамъ для пара), а теплосодержанія i какъ соответственныя ординаты, и на полученной кривой AB ; отмѣчаютъ давленія черезъ произвольныя промежутки; на таб. III давленія взяты между 16 и 0,06 at abs. Такъ строится верхняя предѣльная кривая. Подобнымъ же образомъ находятъ и нижнюю предѣльную кривую $A_1 B_1$ для жидкой воды при температурахъ кипѣнія (между тѣми же давленіями).

Затѣмъ надо нанести на діаграммѣ важнѣйшія измѣненія со-

стоянія, главнымъ образомъ измѣненія при постоянномъ давленіи и постоянной температурѣ; то же надо сдѣлать и для области перегрѣтаго пара, выше AB . Въ области насыщеннаго пара измѣненія при постоянномъ давленіи представляются прямыми. Пусть, напримѣръ, сухой насыщенный паръ охлаждается при постоянномъ давленіи 16 at abs.

JS диаграмма для водяного пара.

Табл. III.



(при этомъ онъ конденсируется), тогда i и S будутъ измѣняться по прямой AA_1 . Такимъ образомъ, для произвольнаго давленія это измѣненіе состоянія получаютъ, соединяя прямой соответствующіи этому давленію точки обѣихъ предѣльныхъ кривыхъ, таб. III.

Для влажнаго пара теплосодержаніе равно

$$i = q + x r + \frac{1}{427} p v \quad (\text{отд. 45}),$$

гдѣ

$$v = x v_s + (1 - x) \cdot 0,001 \quad (\text{отд. 34}),$$

слѣдовательно,

$$i = q + x r + \frac{1}{427} p x (v_s - 0,001) + \frac{0,001}{427} p.$$

Далѣе, энтропія влажнаго пара

$$S = S_s + \frac{x r}{T} \quad (\text{отд. 37}).$$

При постоянномъ давленіи въ выраженіяхъ для i и S всѣ величины, кромѣ величины x , остаются постоянными и, какъ легко видѣть, исключивъ x изъ обѣихъ равенствъ, получимъ для обѣихъ переменныхъ i и S уравненіе первой степени. Это уравненіе въ діаграммѣ съ координатами i , S и представится прямою.

Легко замѣтить, что значенія какъ энтропіи, такъ и i , при возрастаніи влажности, убываютъ пропорціонально x . Поэтому степень влажности (или паросодержаніе), соответствующую опредѣленной точкѣ на AA_1 , можно получить, раздѣливъ AA_1 на равныя части. Напримѣръ, въ точкѣ A' имѣется паръ съ 30% влажности, а слѣдовательно съ паросодержаніемъ въ 70% или 0,7, такъ что

$$\frac{A_1 A'}{A_1 A} = 0,7.$$

Подобнымъ же образомъ можно опредѣлить значенія паросодержанія и на другихъ изобарахъ. Измѣненіе состоянія при постоянной влажности очень легко получить, соединяя точки съ одинаковой влажностью на прямыхъ $p = \text{const}$, напримѣръ кривая $A'B'$ для

$$x = 0,7.$$

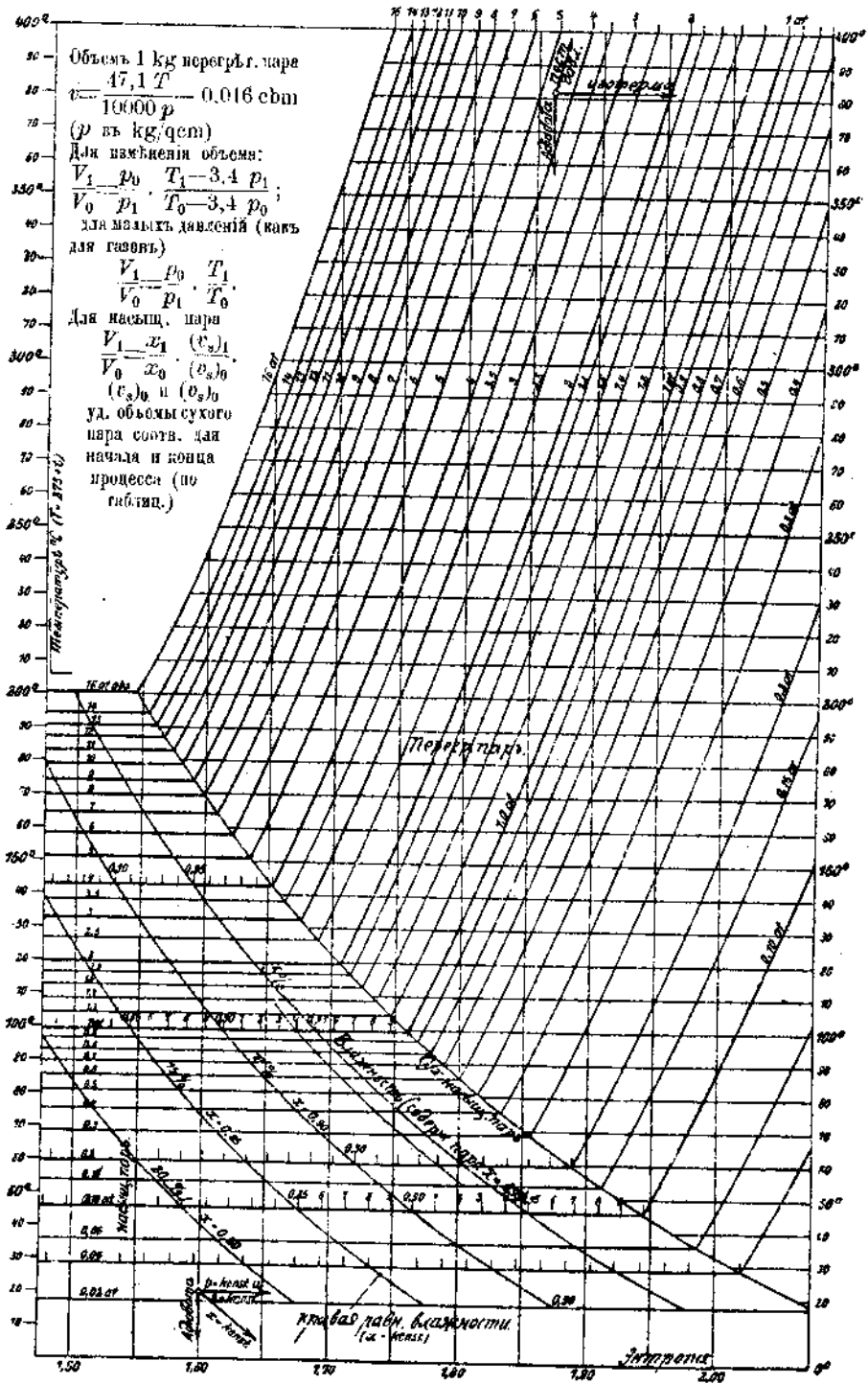
Изобары въ области насыщеннаго пара являются одновременно и изотермами.

Въ области перегрѣтаго пара можно нанести изобары, представляющія продолженіе соответствующихъ прямыхъ въ области насыщеннаго пара, на основаніи Мюнхенскихъ опытовъ, опредѣливъ ранѣе значенія энтропіи (отд. 37); то же самое будетъ и для изотермъ, какъ напримѣръ CD для 250°. На таб. III нанесены между прочимъ эти кривыя по даннымъ Молье ¹⁾.

¹⁾ Для графическаго разсчета паровыхъ турбинъ удобно пользоваться „JS“ діаграммой Молье, изданной въ большемъ масштабѣ Всев. Им. Яценскимъ (Императ. Московск. Технич. училище). См. также прим. ред. на стр. 142. Прим. ред.

Энтропийная таблица (TS) для насыщенного и перегретого пара
(по Мюнхенскимъ опытамъ относительно ср.).

Табл. IV.



Своимъ протеканіемъ по горизонтальной почти линіи, они указываютъ на то, что количества тепла (i), которыя необходимы для полученія перегрѣтаго пара изъ воды, почти не зависятъ отъ давленія пара. Такъ напримѣръ (по Молье), для полученія перегрѣтаго пара при 350° изъ воды при 0° , необходимо

при	14	10	6	1 at
	754,5	756,5	758,2	759,2 Cal.

Измѣненіе состоянія при торможеніи пара (отд. 51) представляется въ JS-діаграммѣ горизонтальной прямой, ибо при торможеніи i остается постояннымъ.

Примѣры примѣненія діаграммы. 1. Определить паденіе тепла при адиабатическомъ расширеніи до 0,1 ат для

- а) сухого насыщеннаго пара при 12, 8, 5, ат abs.
- в) перегрѣтаго до 350° пара при тѣхъ же давленіяхъ.

Для насыщеннаго пара паденіе тепла при 8 ат равно отрывку ab , таб. III, что соотвѣтствуетъ 157,2 Cal; располагаемая энергія будетъ при этомъ $427 \cdot 157,2 = 67120$ mkg. Для перегрѣтаго пара при 8 ат имѣемъ ($\alpha 7'$) = 194 Cal = 82800 mkg.

Изъ таблицы Молье аналогично получаемъ:

при	12	8	5	1 ат
для насыщеннаго пара				
	$i_1 - i_2 = 172,8$	157,2	140,5	82 Cal паденіе тепла,
для перегрѣтаго пара	207,5	194	178,5	122 Cal.

2. Определить термическіе коэффициенты идеальной паровой турбины, при температурахъ и давленіяхъ предыдущаго примѣра.

Термическій коэффициентъ есть отношеніе паденія тепла. (изъ примѣра 1), перешедшаго въ работу, къ затраченному количеству тепла (см. отд. 53). Эти послѣднія величины по таблицамъ Молье (или по JS-діаграммѣ) будутъ

для насыщеннаго пара $i = 688,1$	683,5	658,1	639,3 Cal.
Слѣдовательно $\eta_r = 0,258$	0,237	0,214	0,128
для перегрѣтаго пара $i = 755,5$	757,5	758,5	760,5 Cal
$\eta_r = 0,275$	0,256	0,236	0,16.

Эти величины указаны на фиг. 76. Для поршневыхъ паровыхъ машинъ эти величины не могутъ разсматриваться, какъ предѣльныя, такъ какъ въ этихъ машинахъ нельзя достигнуть столь полнаго расширенія.

3. Определить скорость истеченія перегрѣтаго пара при 12 ат abs. и 350° изъ сопла соотвѣтственной формы при противодавленіи въ 0,1 ат abs.

Вообще имѣемъ

$$w = \sqrt{2g L}.$$

При паденіи тепла $i_1 - i_2$. $L = 427 (i_1 - i_2)$, и

$$w = \sqrt{2g \cdot 427 (i_1 - i_2)} = 91,53 \sqrt{i_1 - i_2}.$$

По JS-діаграммѣ

$$i_1 - i_2 = 207,5,$$

поэтому

$$w = 91,53 \sqrt{207,5} = 1320 \text{ m/sec.}$$

4. На сколько процентов уменьшится работоспособность насыщенного пара при 8 at abs., въ случаѣ его расширенія до 0,1 at, если паръ передъ расширеніемъ подвергнуть торможенію до 6 at?

Торможеніе отъ 8 до 6 at представляется отрѣзкомъ прямой ad , таб. III. Паденіе тепла послѣ торможенія равно лишь de , между тѣмъ какъ безъ него оно было бы равно ab . Разность получается, изъ JS-диаграммы, равной 9,2 Cal., слѣдовательно, соответственная потеря составляетъ $\frac{9,2}{172,8} \cdot 100 = 5,3\%$.

Отъ торможенія паръ перегрѣлся, пунктъ d . Сухой паръ при 6 at далъ бы паденіе теплосодержанія только 147,2 Cal., слѣдовательно меньше на

$$172,8 - 147,2 = 25,6 \text{ Cal.}$$

Такимъ образомъ, при торможенія теряется не все это тепло, а только 9,2 Cal., т.-е. приблизительно лишь половина.

5. Посредствомъ JS-диаграммы можно опредѣлить отдаваемую работу и термическій коэффициентъ для поршневой паровой машины при полномъ (и только при такомъ) расширеніи; этотъ подсчетъ можно сдѣлать совершенно такимъ же образомъ, какъ въ примѣрѣ 2 для турбины (см. отд. 53).

47. Потеря давленія въ трубопроводахъ.

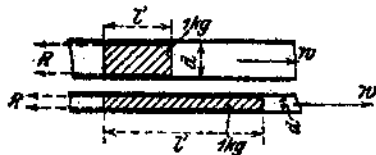
При равномерномъ движеніи газовъ и паровъ по трубопроводамъ, такъ же какъ и при движеніи капельныхъ жидкостей, преодолеваются извѣстныя сопротивленія движенію. Давленіе падаетъ въ направленіи теченія даже въ тѣхъ мѣстахъ трубопроводовъ, которыя расположены горизонтально, обладаютъ постояннымъ сѣченіемъ и не имѣютъ вентилей. Если начальное давленіе p_1 , конечное p_2 при длинѣ трубопровода l , то разность давленій $p_1 - p_2$ идетъ на преодоленіе сопротивленій на всемъ пути и на поддержаніе начальной скорости до конца; при истеченіи изъ отверстій напротивъ разность давленій тратится на ускореніе истекающей массы.

Сопротивленія движенію вызываются шероховатостью стѣнокъ трубъ, т.-е. треніемъ. Но здѣсь невозможно принять коэффициентъ тренія въ томъ смыслѣ, какъ онъ употребляется при треніи твердыхъ тѣлъ, ибо сопротивленія вліяютъ на движущіяся газообразныя тѣла совсѣмъ по иному, чѣмъ на тѣла твердыя.

Шероховатость стѣнки мѣшаетъ движенію частичекъ непосредственно скользящихъ по ней; они отталкиваются отъ выступовъ и, врываясь сбоку въ главную струю, мѣшаютъ ея движенію, такъ какъ онѣ должны снова получить ускореніе въ направленіи движенія. Дальнѣйшимъ слѣдствіемъ является то, что движеніе всей массы не происходитъ параллельными струйками, и превращается въ вихревое. Хотя, какъ извѣстно, этими вихрями при очень малыхъ скоростяхъ можно пренебречь, все же нѣкоторое сопротивленіе остается; именно перемѣщеніе вязкой жидкости происходитъ съ извѣстной потерей давленія, хотя при достаточно медленномъ движеніи вихрей не бываетъ. Это сопротивленіе вязкости свойственно всѣмъ жидкостямъ, и даже легко подвижнымъ газамъ и парамъ. Но при обычныхъ въ технику скоростяхъ

въ трубопроводахъ едва ли стоитъ принимать ее въ расчетъ наравнѣ съ сопротивленіемъ вихрей.

Понятно, точное вычисленіе сопротивленія вихрей на основаніи теоретическихъ данныхъ невозможно. Выведемъ лишь простую формулу, которая бы позволяла воспользоваться данными опытовъ.



Фиг. 65.

Поверхность O' , по которой 1 kg движущейся массы соприкасается съ внутренней стѣнкой трубы, въ широкихъ трубахъ меньше, въ узкихъ — больше (фиг. 65). Поэтому и сопротивленіе въ послѣднихъ должно быть больше. Длина l' , которую занимаетъ 1 kg газа удѣль-

наго вѣса γ въ трубѣ діаметромъ d , получается изъ равенства

$$\frac{\pi d^2}{4} l' \gamma = 1, \quad l' = \frac{1}{\gamma \frac{\pi d^2}{4}}.$$

Поверхность ея

$$O' = \pi d l' \\ = \frac{4}{\gamma d} (qm).$$

Сопротивленіе движенію можно представить себѣ въ видѣ распре- дѣленной по поверхности O_1 силы R , дѣйствующей по окружности въ сторону обратную движенію. R можно вычислить для любого тру- бопровода, если только извѣстно изъ опытовъ сопротивленіе дви- женію R' на 1 qm поверхности. Тогда

$$R = R' O',$$

или

$$R = \frac{4R'}{\gamma d}$$

При прохожденіи газомъ или паромъ пути l , работа этого со- противленія

$$L = Rl,$$

или

$$L = \frac{4R'}{\gamma} \cdot \frac{l}{d}.$$

При любомъ сѣченіи съ площадью F нужно замѣнить $\frac{\pi d^2}{4}$ черезъ F , πd пери- метромъ сѣченія U , тогда

$$l' = \frac{1}{\gamma F} \\ O' = U l' \\ = \frac{1}{\gamma} \cdot \frac{U}{F},$$

или

$$L = \frac{R'}{\gamma} \cdot \frac{U}{F} \cdot l.$$

Такимъ образомъ, при одинаковыхъ площадяхъ работа сопротивленія тѣмъ больше, чѣмъ больше периметръ.

При протеканіи давленіе падаетъ отъ p_1 до p_2 . При этомъ газы и пары увеличиваются въ объемъ и, смотря по характеру измѣненія состоянія, т. е. въ зависимости отъ вида кривой $p = f(v)$ работа, отданная при этомъ паденіи давленія и пошедшая на преодоленіе сопротивленій, принимаетъ различныя значенія. Характеръ измѣненія состоянія мало вліяетъ, если дѣло идетъ лишь о небольшихъ паденіяхъ давленія. При этомъ безъ большой погрѣшности можно пренебречь работой расширенія и, какъ и въ капельныхъ жидкостяхъ, принять во вниманіе только работу отъ разности давленій.

Эта работа при среднемъ удѣльномъ объемѣ v равна для 1 kg

$$(p_1 - p_2) \cdot v$$

или при

$$v = \frac{1}{\gamma}$$

$$L = \frac{p_1 - p_2}{\gamma}$$

(ср. отд. 43). Поэтому

$$\frac{p_1 - p_2}{\gamma} = \frac{4R'}{\gamma} \cdot \frac{l}{d},$$

искомое паденіе давленія

$$p_1 - p_2 = 4R' \cdot \frac{l}{d}.$$

Слѣдовательно, при одной и той же величинѣ R' паденіе давленія прямо пропорціонально длинѣ трубы и обратно пропорціонально ея діаметру.

Величина R' находится опытнымъ путемъ. Опыты по опредѣленію R' весьма многочисленны. Изъ нихъ вытекаетъ слѣдующее: кромѣ степени шероховатости, т. е. вещества и состоянія внутренней поверхности трубы, R' зависитъ еще отъ цѣлаго ряда обстоятельствъ и на достаточномъ протяженіи должно быть постоянно въ обыкновенномъ смыслѣ слова.

1. R' сильно возрастаетъ при увеличеніи скорости w въ трубѣ; оно пропорціонально примѣрно квадрату скорости. Очень тщательными опытами съ воздухомъ въ Машинной Лабораторіи Высшей Технической Школы въ Дрезденѣ Фрицше установилъ ¹⁾, что R' пропорціонально w въ степени $n=1,852$. Слѣдовательно, при скорости w , R' при прочихъ равныхъ обстоятельствахъ больше, чѣмъ при w_0 въ $\left(\frac{w}{w_0}\right)^{1,852}$ раза ²⁾

¹⁾ Ср. Fritzsche, Z. d. V. d. I. 1908, стр. 81 и Forschungsarbeiten, тетрадь 60; также R. Biel, Forschungsarbeiten, тетр. 44

²⁾ Уже и прежніе опыты указывали, что показатель степени меньше 2. Ср. Weissbach-Herrmann, томъ I.

2. R' увеличивается почти пропорционально удѣльному вѣсу γ (или плотности) текущаго тѣла. Фрицше по опытамъ при среднихъ давленіяхъ воздуха отъ 0,2 до 11 ат вычислилъ, что для воздуха R' пропорционально m -ой степени давленія, а слѣдовательно при постоянной температурѣ той же степени удѣльнаго вѣса, при чемъ $m = 0,852$.

3. Изъ лучшихъ болѣе старыхъ опытовъ слѣдовало, что R' зависитъ также отъ абсолютной величины діаметра трубы d ; при увеличеніи діаметра R' уменьшается. Лоренцъ ¹⁾ вычислилъ на основаніи опытовъ своихъ и предшественниковъ, что R' обратно пропорционально $d^{0,31}$, а Фрицше на основаніи всѣхъ извѣстныхъ до сихъ поръ опытовъ получалъ показатель равнымъ 0,269.

Въ виду этого получается

$$4 R' = \frac{aw^{1,852} \gamma^{0,852}}{d^{0,269}},$$

гдѣ a постоянная, зависящая отъ степени шероховатости. Откуда

$$p_1 - p_2 = \frac{aw^{1,852} \gamma^{0,852}}{d^{0,269}} \cdot \frac{l}{d}.$$

Принимая во вниманіе употреблявшіяся до сихъ поръ выраженія, напомнимъ

$$p_1 - p_2 = \left(\frac{a}{(\gamma w)^{0,148} d^{0,369}} \right) \cdot \frac{l}{d} \cdot \gamma w^2,$$

или

$$p_1 - p_2 = \beta \frac{l}{d} \gamma w^2,$$

гдѣ

$$\beta = \frac{a}{(\gamma w)^{0,148} d^{0,269}}.$$

Отсюда видно вліяніе наиболѣе важныхъ величинъ: скорость входитъ въ квадратъ, отношеніе длины и діаметра въ первой степени. Отклоненія отъ этихъ степеней вводятся какъ поправки въ β . Величина β мѣняется, смотря по соответствующимъ значеніямъ w , γ и d .

При $w = \frac{G_{acc}}{F\gamma}$ можно написать

$$p_1 - p_2 = \beta \cdot \frac{l}{d} \cdot \frac{G_{acc}^2}{\gamma}.$$

Постоянную a для трубопроводовъ съ обычнымъ на практикѣ состояніемъ поверхности по Фрицше можно принять

$$a = \frac{9,4}{10^8},$$

¹⁾ Z. d. V. d. I. 1892.

(если длина выражена въ m , давление въ kg/cm . Таблица содержитъ значения $\beta \cdot 10^8$ для діаметровъ трубъ отъ 10 — 600 mm и произведеній γw (секундный расходъ пара на 1 cm сѣченія) отъ 5—400 $kg/sc/cm$ (вычислено авторомъ).

Коэффициенты сопротивленія трубъ ($10^8 \beta$)

Паденіе давления $\Delta p = \beta \cdot \frac{l}{d} \cdot \gamma w^2 (kg/cm)$.

$\gamma w =$		5	10	20	40	60	80	100	150	200	400
Діаметръ трубы d въ m	0,01	25,8	23,1	20,8	18,7	17,7	16,9	16,4	15,5	15,1	13,4
	0,02	21,2	19,1	17,2	15,5	14,7	14,0	13,6	12,8	12,6	11,1
	0,03	16,6	14,9	13,5	12,2	11,5	11,0	10,7	10,0	9,84	8,66
	0,10	13,8	12,4	11,2	10,1	9,55	9,13	8,84	8,34	8,17	7,20
	0,20	11,4	10,3	9,30	8,38	7,90	7,56	7,34	6,90	6,76	5,98
	0,40	9,50	8,55	7,72	6,95	6,56	6,28	6,09	5,74	5,62	4,95
	0,60	8,53	7,68	6,94	6,25	5,90	5,65		5,15	5,04	4,45

Если нужно найти діаметръ трубы для заданнаго паденія давления при данномъ секундномъ расходѣ G_{sec} , то проще всего прежде задаться приблизительнымъ значеніемъ β . Основное уравненіе при

$$G_{sec} = \frac{\pi d^2}{4} \cdot w \gamma$$

принимаетъ видъ

$$p_1 - p_2 = \beta \cdot \frac{l}{d} \cdot \gamma \cdot \left(\frac{G_{sec}}{\gamma \cdot \frac{\pi d^2}{4}} \right)^2$$

Отсюда получается

$$d^5 = 1,6 \cdot \frac{\beta l G_{sec}^2}{(p_1 - p_2) \gamma}$$

Опредѣливъ отсюда d , находимъ болѣе точное значеніе β и вычисленіе повторяется.

Для насыщеннхъ и перегрѣтыхъ паровъ по Эберле¹⁾ (Опыты, произведенныя по порученію Союза нѣмецкихъ инженеровъ въ технической паровой лабораторіи Баварскаго Союза въ Мюнхенѣ)

$$\beta = \frac{10,55}{10^8}$$

и не зависитъ отъ давления, скорости и перегрѣва пара. Эта независимость стоитъ въ извѣстномъ противорѣчій съ данными Фрицше, если послѣднія, вслѣдствіе ихъ всеобщаго характера, распространить и на пары При. опытахъ Эберле въ среднемъ $\gamma \cdot w = 50$ и діаметръ $d = 0,07 m$. Здѣсь было бы по Фрицше

$$\beta = \frac{9,4}{10^8 \cdot 50^{0,148}} \cdot 0,07^{0,205} = \frac{10,58}{10^8}$$

¹⁾ Z. f. V. d. I. 1908, стр. 664, таблицы 33 и 34.

что великолюбно согласуется со значеніемъ, найденнымъ Эберле при совершенно иныхъ условіяхъ.

Этотъ пріемъ справедливъ при такихъ скоростяхъ теченія, квадратъ которыхъ малъ сравнительно съ квадратомъ скорости звука въ текущемъ тѣлѣ. Такъ, для насыщеннаго пара при скорости звука приблизительно 450 m/sec, и скорости теченія 70 m/sec это отношеніе равно $\left(\frac{70}{450}\right)^2 = \frac{1}{41}$, т. е. еще мало

Потеря давленія при проходѣ черезъ стопорный вентиль. По упомянутымъ выше опытамъ Эберле потеря давленія, которую производитъ стопорный вентиль съ проходнымъ отверстіемъ равнымъ сѣченію трубопровода, равна потерѣ въ прямой трубѣ длиною 16,4 m.

Слѣдовательно, при расчетѣ паропровода по формулѣ сопротивленія нужно увеличить длину трубъ (l) на 16,4 m, умноженное на число вентилей.

Вычисленіе сѣченія паропровода для данного паденія давленія очень просто, такъ какъ β можно принять за постоянную.

Примѣръ 1. Паровая машина (или турбина) при наибольшей нагрузкѣ расходуетъ въ часъ 450 kg перегрѣтаго пара въ 3600 и 10 at abs. Паропроводъ имѣетъ два вентиля и длина его равна 50 m. Чему долженъ равняться діаметръ трубопровода въ свѣтъ, чтобы паденіе давленія между машиной и котломъ не превысило 0,2 kg/qcm?

Удельный вѣсъ этого пара $\gamma = 3,94$ (отд. 36). секундный расходъ пара

$$G_{\text{сек}} = \frac{450}{3600} = \frac{1}{8} \text{ kg,}$$

длина трубопровода, увеличенная влѣдствіе сопротивленія двухъ вентилей на $2 \cdot 16,4 = 32,8$ m, будетъ

$$l = 50 + 32,8 = 82,8 \text{ m}$$

Отсюда при

$$\beta = \frac{10,5}{10^8}$$

получается

$$d^5 = \frac{1,6 \cdot 10,5 \cdot 82,8}{0,2 \cdot 3,94 \cdot 8^2} \cdot \frac{1}{10^8} = \frac{27,6}{10^8} \text{ m}^5,$$

или, выражая d въ сантиметрахъ,

$$d^5 = \frac{27,6}{10^8} \cdot (100)^5 = 2760 \text{ cm}^5.$$

Тогда

$$d = 4,88 \text{ cm, круглымъ числомъ } d = 50 \text{ mm.}$$

Скорость пара въ этомъ трубопроводѣ, какъ легко найти, равна $w = 63,7$ m/sec

2. На сколько больше получится паденіе давленія, если машина, примѣръ 1, работая насыщеннымъ паромъ, расходуетъ 600 kg пара въ часъ?

При одинаковыхъ l и d паденіе давленія получается больше въ отношеніи $\frac{G_{\text{сек}}^2}{\gamma}$. Для насыщеннаго пара при 10 at $\gamma = 5,02$. Паденіе давленія увеличивается въ отношеніи

$$\left(\frac{600}{450}\right)^2 \cdot \frac{3,94}{5,02} = 1,396.$$

Поэтому

$$p_1 - p_2 = 0,2 \cdot 1,396 = \underline{0,28} \text{ kg/qcm (вмѣсто 0,2).}$$

48. Потеря энергіи на сопротивленія теченію.

Для преодоленія сопротивленій движенію, какое бы оно ни было—равномѣрное, ускоренное или замедленное, необходимо затратить работу, которая или покрывается собственной энергіей движущихся массъ, или должна быть затрачена извнѣ.

При приблизительно равномѣрномъ движеніи въ сѣти давленіе пара или газа уменьшается сопротивленіями. Поэтому въ концѣ трубопровода, напр. при входѣ въ цилиндръ паровой машины, располагаемая энергія пара будетъ меньше, чѣмъ въ котлѣ.

При ускоренномъ теченіи черезъ насадокъ паръ не достигаетъ той скорости, которую онъ имѣлъ бы въ случаѣ отсутствія тренія о стѣнки. Вслѣдствіе этого онъ не можетъ доставить въ турбинѣ ту работу, которая соотвѣтствуетъ данному паденію давленія и данной формѣ лопатокъ при теченіи безъ тренія. При движеніи пара въ каналахъ турбины и при входѣ въ нихъ встрѣчаются сопротивленія, не позволяющія отдать на рабочее колесо всю располагаемую энергію. Отъ этого полезный коэффициентъ турбины значительно меньше, чѣмъ можно было ожидать, судя по паденію давленія и геометрическимъ соотношеніямъ въ лопаткахъ.

Работа, идущая на сжатіе воздуха въ турбокомпрессорахъ, вслѣдствіе сопротивленій теченію значительно больше, чѣмъ слѣдовало бы соотвѣтственно статической разности давленій.

Во всѣхъ этихъ случаяхъ работа сопротивленій, подобно работѣ тренія твердыхъ тѣлъ, превращается въ теплоту и въ этомъ видѣ находится въ текущихъ тѣлахъ. При этомъ не столько имѣетъ мѣсто потеря энергіи, (если выдѣлившаяся теплота не удаляется благодаря проводимости и лучеиспусканію), сколько пониженіе „способности производить работу“ (турбины) или „добавочный расходъ работы“ (воздуходувки).

При капельныхъ жидкостяхъ (вода) совершенно ясно, что теплота, выдѣлившаяся вслѣдствіе сопротивленій, т.е. потеря части энергіи теченія представляетъ полностью потерю. Вода, вѣсколько подогрѣваясь отъ тренія въ водяной турбинѣ, не получаетъ при повышеніи температуры ¹⁾ ни малѣйшаго увеличенія располагаемой энергіи, напротивъ послѣдняя значительно уменьшается вслѣдствіе одновременнаго паденія давленія. Столь же бесполезно и нагрѣваніе воды отъ

¹⁾ Это повышеніе температуры даже при значительныхъ потеряхъ энергіи весьма ничтожно. Пусть H напоръ въ m , тогда H будетъ также и работой въ килограмметрахъ, доставляемой 1 kg воды. Если вслѣдствіе вихрей и ударовъ отъ этой работы теряется часть $1 - \eta$, то работа сопротивленія будетъ $(1 - \eta) H$, а выдѣлившаяся отъ нея теплота $\frac{(1 - \eta) H}{427}$. Это тепло можетъ нагрѣть 1 kg воды на столько же градусовъ.

Такъ, при $H = 10 m$, $\eta = 0,60$ нагрѣваніе $t = \frac{0,4 \cdot 10}{427} = \frac{1}{107} ^\circ C$, слѣдовательно очень невелико.

сопротивленій въ центробѣжныхъ насосахъ; напротивъ, добавочный расходъ работы, эквивалентный этой теплотѣ представляетъ здѣсь значительную прибавку къ необходимой работѣ.

Совершенно въ иномъ видѣ и не такъ просто представляется этотъ вопросъ въ газахъ и парахъ. При прохожденіи пара напр. черезъ насадокъ развивается „теплота тренія“, при чемъ исчезаетъ соответствующая часть энергіи теченія. Эта теплота остается въ парѣ и служитъ при перегрѣтомъ парѣ — для повышенія температуры (и увеличенія объема), при влажномъ парѣ — для испаренія части влаги. Въ обоихъ случаяхъ располагаемая энергія пара увеличивается, хотя и не на столько, сколько теряется предыдущимъ превращеніемъ движенія въ тепло. „Потеря работы“ т.е. уменьшеніе располагаемой энергіи, которое выражается въ уменьшеніи скорости истеченія, будетъ меньше работы сопротивленій. Съ этой точки зрѣнія паровыя турбины выгоднѣе водяныхъ.

При турбокомпрессорахъ воздухъ вслѣдствіе теплоты отъ сопротивленій нагрѣвается больше, чѣмъ это соответствуетъ адиабатическому сжатию безъ сопротивленій, и расширяется, т.е. объемъ его при томъ же увеличеніи давленія уменьшается медленнѣе, чѣмъ при процессѣ безъ сопротивленій. Съ этимъ связано увеличеніе работы сжатія, которое нужно разсматривать, какъ бесполезный расходъ работы, хотя она и переходитъ въ сжатый газъ въ видѣ эквивалентнаго количества тепла. Въ противоположность турбинѣ здѣсь нагрѣваніе текущаго тѣла отъ сопротивленій не только не является хоть отчасти полезнымъ, но прямо вредно. Затраченная работа больше необходимой суммы работъ (полезной и сопротивленія) на добавочную работу сжатія. Турбокомпрессоры въ этомъ смыслѣ менѣе выгодны, чѣмъ центробѣжные насосы.

49. Отношеніе работы сопротивленія къ теряемой работѣ. (Потеря скорости). Дѣйствительное измѣненіе состоянія для теченія съ сопротивленіями. Опытныя данныя для сопротивленія теченію.

Скорость истеченія изъ насадковъ, сопелъ, короткихъ каналовъ (лопатокъ турбины) были вычислены въ отд. 43 при томъ предположеніи, что теплота не подводится и не отводится черезъ стѣнки отверстій (адиабатическое измѣненіе состоянія), и что не приходится преодолевать сопротивленій. Въ то время, какъ первое допущеніе практически возможно (вслѣдствіе очень короткаго времени соприкосновенія струи со стѣнками), второе допустимо лишь при короткихъ простыхъ насадкахъ. Въ соплахъ и каналахъ наоборотъ сопротивленія при истеченіи играютъ, какъ показываютъ опыты турбостроенія, очень значительную роль.

Въ предыдущемъ отдѣлѣ было показано, что работа сопротивленія и потери работы здѣсь не идентичны, какъ въ капельныхъ жидкостяхъ. Поэтому, чтобы судить правильно о потерѣ работы, выражаю-

При действительном же теченіи площадь работы ($ABCD$) больше, чѣмъ при отсутствіи сопротивленій. Съ другой стороны истинная скорость истеченія w должна быть меньше w' , такъ какъ дѣйствіе сопротивленій задерживающее. Площадь $ABCD = L$ работы расширения должна доставлять не только работу ускоренія L_w , какъ при теченіи безъ сопротивленій, но покрывать кромѣ того работу сопротивленія L_R , такъ что

$$L = L_w + L_R$$

Если прибавочная площадь (ABB') $= L_s$, то

$$L = L_0 + L_s,$$

поэтому

$$L_0 + L_s = L_w + L_R$$

и работа ускоренія

$$L_w = L_0 - (L_R - L_s) = L_0 - L_s.$$

Если $L_R > L_s$, т.-е. полная работа тренія больше, чѣмъ увеличеніе работы расширения, то $L_w < L_0$, какъ и должно быть, ибо $w < w'$.

Если линия состоянія AB извѣстна, то можно найти L_R , L_s и по равенству

$$L_s = \frac{w^2}{2g}$$

опредѣлить истинную скорость истеченія.

Быстрѣе всего можно достигнуть цѣли, пользуясь TS диаграммой. По дѣйствительной линіи состоянія AB (фиг. 66) можно опредѣлить, переходя къ TS диаграммѣ, количество тепла, которое какъ будто подводится текущему тѣлу при дѣйствительномъ измѣненіи состоянія (ср. отд. 25). Если въ TS диаграммѣ линія $A_1 B_1$ (фиг. 67) соответствуетъ линіи AB въ рабочей диаграммѣ (фиг. 66), то лежащая подъ $A_1 B_1$ и доходящая до оси абсциссъ площадь $A_1 B_1 E_1 F_1$ (заштрихованная вертикально) представляетъ это тепло. (Относительно примѣнимости TS диаграммы, когда рѣчь идетъ не о внѣшнемъ сообщеніи тепла, а о внутреннемъ его выдѣленіи, ср. отд. 78).

Такъ какъ извнѣ тепла не сообщается, то это должно быть только тепло сопротивленія (тренія), оно равно $\frac{L_R}{427}$. Такимъ образомъ опредѣляется работа сопротивленія L_R .

Потеря работы меньше чѣмъ L_R , такъ какъ вслѣдствіе нагреванія отъ сопротивленій часть L_s снова возвращается.

Работа L_s также можетъ быть представлена въ видѣ тепла въ TS диаграммѣ. Здѣсь $A_1 B_1$, фиг. 67, соответствуетъ на фиг. 66 линія AB , затѣмъ $A_1 B_1'$ адиабатической кривой AB' . Если точки B_1' и B_1 , которымъ соответствуетъ одно и то же давленіе p , соединить изобарой (при насыщенномъ парѣ горизонталь, при газахъ и перегрѣтомъ парѣ

следуетъ

$$w = \sqrt{2g(1 - \zeta)L_0}.$$

Положивъ

$$\varphi = \sqrt{1 - \zeta},$$

получаемъ

$$w = \varphi \sqrt{2gL_0}.$$

φ называется „скоростнымъ коэффициентомъ“. Онъ показываетъ, во сколько разъ скорость истечения при сопротивленіяхъ меньше идеальной скорости.

Опытныя данныя относительно сопротивленія теченію.

- 1 Для короткихъ хорошо закругленныхъ цилиндрическихъ отверстій $\zeta = 0,042$ до $0,062$ (Цейнеръ). Небольшое удлиненіе въ видѣ насадка по опытамъ Гутермута мало вліяетъ на расходъ, а значить также и на ζ .
- 2 Для расходящихся сопелъ (сопла Лавала) съ небольшимъ уширеніемъ и длиной не больше 50 mm $\zeta = 0,05$ до $0,08$ (Стодоля).
- 3 Для болѣе длинныхъ сопелъ съ сильнымъ уширеніемъ (100 до 150 mm длины, діаметръ горла 6—10 mm) $\zeta = 0,10$ до $0,15$.
- 4 Для каналовъ турбины избыточнаго давленія $\zeta = 0,20$ до $0,30$ (вмѣстѣ для направляющаго аппарата и рабочаго колеса).
- 5 Для направляющихъ каналовъ многоступенчатой акціонной турбины $\zeta = 0,10$.
- 6 Въ рабочихъ лопаткахъ акціонной турбины относительная скорость уменьшается отъ входа до выхода круглымъ числомъ на 20% ($w_2 = 0,8 w_1$) при отсутствіи сопротивленія она оставалась бы неизмѣнной. Дальнѣйшія данныя нужно искать въ статьѣ Н. Брилинга „Verluste in den Schaufeln von Freistrahldampfturbinen“, Forschungsarbeiten, тетрадь 68. Относительно опытныхъ данныхъ для парораспределенія паровыхъ машинъ ср. Z. d. V. d. J. 1907, W. Schüle, „Zur Dynamik der Dampfströmung in der Kolbendampfmaschine“.

Дѣйствительный расходъ по вѣсу.

Вѣсъ пара, протекающій въ секунду черезъ отверстіе сѣченіемъ f , опредѣляется по скорости w и удѣльному объему v въ этомъ сѣченіи

$$G_{acc} = \frac{f \cdot w}{v}.$$

При отсутствіи тренія было бы $w = w_0 = \sqrt{2gL_0}$, затѣмъ v равнялся бы адиабатическому объему v , который] получается въ концѣ рас-

пиренія отъ внутренняго давленія до давленія въ отверстіи; поэтому расходъ безъ сопротивленій былъ бы

$$G_0 = \frac{f w_0}{v}.$$

Вслѣдствіе же сопротивленій $w = \varphi \cdot w_0$ (гдѣ $\varphi < 1$) и удѣльный объемъ $v > v'$ (см. выше). Пусть

$$v = (1 + \beta) v',$$

тогда

$$G_{\text{acc}} = \frac{\varphi}{1 + \beta} \cdot \frac{f \cdot w_0}{v'} = \frac{\varphi}{1 + \beta} \cdot G_0.$$

Если положить

$$\frac{\varphi}{1 + \beta} = \mu \text{ (коэффициентъ истечения),}$$

то

$$G_{\text{acc}} = \mu G_0.$$

Поэтому сопротивленія теченію влияют на расходъ въ большей степени, чѣмъ на скорость, такъ какъ $\frac{\varphi}{1 + \beta}$ всегда меньше φ . Если ζ извѣстно, то дѣйствительный конечный объемъ v можно опредѣлить по TS диаграммѣ и вмѣстѣ съ тѣмъ вычислить β изъ выраженія

$$1 + \beta = \frac{v}{v'}$$

При ζ одномъ и томъ же, β получается различнымъ въ зависимости отъ напора и свойствъ текущаго тѣла.

Отверстіе съ острыми краями. Если отверстіе не закруглено и имѣетъ острые края, то въ газахъ и парахъ также появляется извѣстное изъ гидравлики „сжатіе струи“. Само по себѣ это явленіе нельзя разсматривать какъ сопротивленіе. Если струя черезъ острый край падаетъ непосредственно наружу, то расходъ уменьшается пропорціонально сжатію струи, скорость же истечения не мѣняется.

Если же отверстіе представляетъ болѣе или менѣе длинный призматическій каналъ, то давленіе въ сжатомъ сѣченіи струи по измѣреніямъ Стодоли падаетъ далеко ниже наружнаго давленія (если наружное давленіе больше критическаго), или соотв. ниже критическаго давленія въ отверстіи. Сейчасъ же за этимъ мѣстомъ давленіе снова внезапно возрастаетъ до наружнаго давленія или еще выше. Поэтому скорость въ сжатомъ сѣченіи струи больше, чѣмъ слѣдовало бы по паденію давленія, но вскорѣ затѣмъ она снова уменьшается. Отъ этого происходитъ ударъ, имѣющій своимъ слѣдствіемъ потерю энергіи теченія. Соответственно этому ζ принимаетъ значительно большія величины, чѣмъ

при закругленныхъ отверстіяхъ и потому расходъ значительно уменьшается. По опытамъ Гутермута, при которыхъ расходъ опредѣлялся вавѣшиваніемъ, получились слѣдующіе коэффициенты истечения μ .

Цилиндрическій насадокъ; діаметръ 5,4 mm, длина примерно въ три раза больше.

Паденія давленія

$\frac{P_1}{P_0} = 1,023;$	1,059;	1,126;	1,287;	1,501;	1,637;	1,732
$\mu = 0,705$	0,78	0,305	0,846	0,855	0,868	0,88.

Прямоугольный насадокъ, съ площадью равновеликой кругу съ діаметромъ 5,4 mm, отношеніе высоты къ ширинѣ 1.5

$$\mu = 0,71 \quad 0,795 \quad 0,83 \quad 0,896 \quad 0,91 \quad 0,925 \quad 0,933.$$

Значить, сопротивленія теченію при болѣе высокихъ разностяхъ давленій меньше, чѣмъ при малыхъ.

По опытамъ Стодоли это объясняется тѣмъ, что упомянутое пониженіе давленія въ сжатомъ сѣченіи струи при малыхъ разностяхъ давленій имѣетъ почти ту же величину, что и при большихъ, въ то время какъ слѣдующее за тѣмъ увеличеніе давленія выходитъ обыкновенно тѣмъ меньше, чѣмъ ниже наружное давленіе. Слѣдовательно, удары струи пара будутъ тѣмъ сильнѣе, чѣмъ меньше разность давленій снаружѣ и внутри.

Примѣры 1. Насыщенный паръ при 10 ат abs расширяется въ соплѣ до 0,1 ат abs, теряя 15%, отъ адиабатической работы.

На фиг. 68 площадь $(B_1 B_1 E_1 F_1) = 0,15 (A_1 B_1 JM)$. Отсюда получается положеніе B_1 (разстояніе $B_1(B_1)$). При адиабатическомъ расширеніи B_1 было бы конечнымъ пунктомъ и влажность въ концѣ расширенія

$$\frac{B_1' B_2}{JB_2} = 0,21.$$

Въ дѣйствительности влажность равна лишь

$$\frac{B_1 B_2}{JB_2} = 0,166.$$

Вслѣдствіе работы сопротивленій объемъ увеличивается въ отношеніи

$$\frac{1 - 0,166}{1 - 0,21} = 1,053$$

Скорость истечения противъ скорости адиабатическаго расширенія уменьшается въ отношеніи $\frac{1 - 0,166}{1 - 0,21} = 1,053$. Поэтому устье сопла должно быть въ $\frac{1,053}{0,922} = 1,143$ раза больше, чѣмъ въ соплѣ безъ сопротивленій.

2. Перегрѣтый паръ при 10 ат abs и 350° расширяется въ многоступенчатой турбинѣ до давленія въ 0,1 ат abs, теряя всего 30% работы на сопротивленія теченію

49а. Сопротивленіе воздуха поступательно движущимся тѣламъ.

Тѣло, движущееся поступательно въ наполненномъ воздухомъ пространствѣ, испытываетъ со стороны воздуха сопротивленіе, направленное въ сторону противоположную движенію.

Такъ, вслѣдствіе этого сопротивленія всякое тѣло въ воздухѣ падаетъ медленно, чѣмъ въ пустомъ или разрѣженномъ пространствѣ. Тѣло, брошенное наклонно (ядро), претерпѣваетъ на томъ же основаніи значительное отклоненіе отъ параболы траекторіи и имѣетъ дальность и высоту полета меньше теоретическихъ. Въ быстроходныхъ паровозахъ замѣтная часть сопротивленія движенію состоитъ изъ сопротивленія воздуха. Воздушные корабли для самостоятельнаго передвиженія нуждаются въ двигателяхъ.

Сопротивленіе воздуха вызывается тѣмъ, что движущееся тѣло должно вытѣснить расположенную по его пути и находящуюся въ покоѣ массу воздуха. Движущееся тѣло, занимая мѣсто воздуха, приводитъ его въ движеніе; возникающія силы инерціи и представляютъ сопротивленіе движенію.

Объемъ, вытѣсняемый тѣломъ въ секунду, равенъ $F \cdot c$, гдѣ c — скорость, F — наибольшее, нормальное къ направленію движенія, сѣченіе тѣла (вытѣсняющее сѣченіе). Форма сѣченія и лобовой поверхности не вліяютъ на него. Масса m вытѣсняемаго въ секунду воздуха равна

$$m = \frac{F c \gamma}{g},$$

гдѣ γ удѣльный вѣсъ воздуха и $g = 9,81$. По закону Ньютона сопротивленіе воздуха пропорционально этой величинѣ и ускоренію массы воздуха.

Скорость c' , которую имѣетъ вытѣсняемый воздухъ, можетъ быть весьма разнообразной при одной и той же величинѣ c . Она обусловливается формой вытѣсняющей лобовой поверхности, какъ будетъ показано ниже для клиновидной поверхности.

Для тѣлъ геометрически подобныхъ можно принять, что c' пропорционально скорости движущагося тѣла, такъ что можно написать

$$c' = \varphi c.$$

гдѣ φ постоянная, зависящая отъ формы тѣла.

Скорости вытѣсняемыхъ частицъ воздуха c' могутъ быть равны или не равны для отдѣльныхъ его частицъ. Въ послѣднемъ случаѣ при разсмотрѣніи сопротивленій движенію надо вмѣсто c' вводить среднюю величину.

По закону количества движенія, если M есть масса, которая въ t секундъ переводится изъ покоя въ движеніе со скоростью c' , а W' потребная для этого въ направленіи c' сила, можно написать

$$Mc' = W't.$$

Поэтому

$$W' = \frac{M}{t} \cdot c'$$

Здѣсь $\frac{M}{t}$ есть масса m , вытѣсняемая въ секунду, слѣдовательно

$$W' = \frac{F\gamma}{g} \cdot \varphi c$$

или

$$W' = \frac{F\gamma}{g} \varphi c^2.$$

Направленіе c' не совпадаетъ съ направлениемъ движенія тѣла. W' поэтому не идентично съ сопротивлениемъ движенію W , дѣйствующимъ въ этомъ направленіи. Но секундная работы обѣихъ силъ должны быть одинаковы; поэтому

$$W'c' = Wc$$

отсюда

$$W = W' \frac{c'}{c}$$

Подставляя величины W' и $\frac{c'}{c}$, находимъ

$$W = \frac{F\gamma}{g} \varphi^2 c^2$$

Если положить

$$\varphi^2 = k,$$

то получимъ

$$W = k \frac{F\gamma}{g} c^2.$$

Такимъ образомъ, сопротивление воздуха пропорціонально вытѣсняющему сѣченію, квадрату скорости движущагося тѣла c , удѣльному вѣсу (плотности) воздуха или другого газа или пара, въ которомъ движется тѣло, и зависитъ отъ вида лобовой поверхности.

Мощность въ д. силахъ, необходимая для непрерывнаго движенія съ равномерной скоростью c , будетъ

$$N = \frac{Wc}{75},$$

т.-е.

$$N = k \frac{F\gamma}{75g} c^3,$$

т.-е. она пропорціональна кубу скорости.

Справедливость этого закона для различныхъ тѣлъ и скоростей въ повѣйшее время была экспериментально строго доказана А. Франкомъ въ Ганноверѣ, при чемъ k оказалось постоянной, зависящей отъ вида лобовой поверхности и формы тѣла. (Z. d. V. d. J. 1906, стр. 593; 1908, стр. 1522).

Таблица на стр. 206 содержитъ величины, найденныя Франкомъ. Въ простѣйшемъ случаѣ лобовой поверхности въ видѣ клина,

или конуса № 10 и № 2 процесс вытѣсненія можетъ быть разобранъ и приближеннымъ теоретическимъ приемомъ ¹⁾.

Если бы заостренные поверхности были абсолютно гладкими, № 6, то онѣ дѣйствовали бы на окружающій воздухъ только по перпендикулярному къ нимъ направленію.

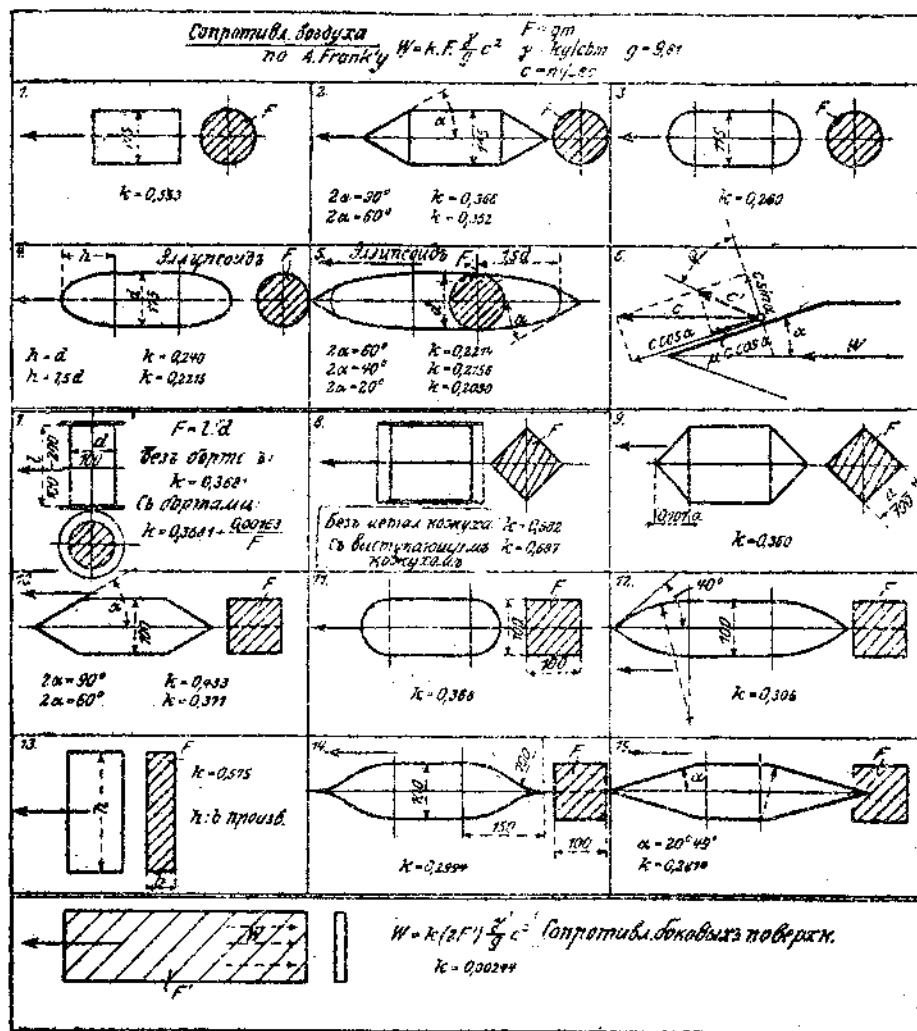


Таблица сопротивленія воздуха по Франку.

Воздухъ вытѣсняется бы со скоростью равной составляющей скорости тѣла $c \sin \alpha$; слѣдовательно, въ этомъ случаѣ было бы

$$c' = c \sin \alpha; \quad \varphi = \frac{c'}{c} = \sin \alpha; \quad k = \sin^2 \alpha.$$

¹⁾ Принадлежащая автору теоретическая фигура (№ 6 стр. 206) помѣщена вмѣстѣ съ другими фигурами въ таблицу, которая въ остальномъ содержитъ лишь опытные данныя.

При этомъ движеніи воздухъ одновременно будетъ скользить по поверхности тѣла съ относительной скоростью $c \cos \alpha$, не задерживаясь поверхностью. Въ дѣйствительности поверхность никогда не бываетъ совершенно гладкой. Вслѣдствіе неровностей скольженіе встрѣчаетъ препятствія и происходитъ не со скоростью $c \cos \alpha$, но съ меньшей скоростью $(1 - \mu) c \cos \alpha$, соответственно потерѣ скорости $\mu c \cos \alpha$.

При абсолютной шероховатости было бы $(1 - \mu) c \cos \alpha = 0$, т.-е. $\mu = 1$, воздухъ больше не скользилъ бы. Онъ двигался бы вмѣстѣ съ частицами тѣла, скорость которыхъ складывается изъ $c \sin \alpha$ и $c \cos \alpha$, и равна c ; при этомъ мы имѣли бы $c' = c$.

Въ дѣйствительности $0 < \mu < 1$, воздухъ скользитъ по поверхности тѣла съ относительной скоростью $(1 - \mu) c \cos \alpha$. Его абсолютную скорость получаютъ какъ равнодѣйствующую изъ слагающей $c \sin \alpha$ и слагающей по поверхности $\mu c \cos \alpha$.

Такимъ образомъ

$$\begin{aligned} c'^2 &= (c \sin \alpha)^2 + (\mu c \cos \alpha)^2 \\ &= c^2 (\sin^2 \alpha + \mu^2 \cos^2 \alpha). \end{aligned}$$

Отсюда при

$$k = \left(\frac{c'}{c} \right)^2$$

получается

$$k = \sin^2 \alpha + \mu^2 \cos^2 \alpha.$$

Такимъ образомъ, треніе увеличиваетъ коэффициентъ сопротивленія воздуха. μ (соотв. k) можетъ быть опредѣлено лишь изъ опыта.

Если α и k извѣстны, то

$$\mu^2 = \frac{k - \sin^2 \alpha}{\cos^2 \alpha}.$$

Отсюда для клина № 10 и № 15 получается

$$\begin{aligned} \text{при } 2\alpha = 60^\circ \quad k = 0,377 \quad \text{коэф. тренія } \mu &= 0,41 \\ 2\alpha = 41^\circ 38' \quad k = 0,2814 \quad \text{„ „ „ } \mu &= 0,42. \end{aligned}$$

Для конуса № 2

$$\text{при } 2\alpha = 60^\circ \quad k = 0,352 \quad \mu = 0,37.$$

Для заостренныхъ эллипсоидовъ № 5, изъ которыхъ форму особенно близкую къ конусу даетъ случай $2\alpha = 20^\circ$, имѣемъ

$$\begin{aligned} \text{при } 2\alpha = 20^\circ \quad k = 0,2030 \quad \text{величина } \mu &= 0,42 \\ \text{при } 2\alpha = 40^\circ \quad k = 0,2156 \quad \text{„ „ „ } \mu &= 0,335. \end{aligned}$$

Последнее тѣло на большей части своей поверхности имѣетъ меньшій наклонъ, чѣмъ коническое остріе. Отклоненіе μ для этого случая по сравненію съ другими не противорѣчитъ такимъ образомъ вычисленіямъ.

Хорошее согласованіе значеній μ для угловъ отъ $2\alpha = 20^\circ$ до 60° указываетъ на допустимость вышеприведеннаго метода.

Во всякомъ случаѣ для клина и конуса значенія

$$k \approx \sin^2 \alpha + 0,17 \cos^2 \alpha \text{ при } (2\alpha < 60^\circ)$$

хорошо согласуются съ опытами.

Для угловъ меньшихъ 20° формула все еще допустима, но для угловъ большихъ чѣмъ $2\alpha = 60^\circ$ дѣло обстоитъ иначе, какъ это видно изъ дальнѣйшаго.

Прямой цилиндръ. Въ этомъ случаѣ Франкъ нашелъ

$$k = 0,553,$$

а формула даетъ $k = 1$. Приведенныя выше разсужденія и формула въ этомъ случаѣ непригодны. Здѣсь не можетъ имѣть мѣста скольженіе воздуха по лобовой поверхности въ указанномъ, выше смыслѣ. Напротивъ можно себя представить, что слой воздуха непосредственно передъ лобовой поверхностью находится въ относительномъ покоѣ и образуетъ родъ чехла, по выпуклой или конусообразной поверхности котораго движется вытягиваемый воздухъ. Подобное же разсужденіе годится для всѣхъ поверхностей, имѣющихъ элементы перпендикулярныя къ направленію движенія, т. е. для поверхностей подобныхъ № 3, 4, 11. Поэтому въ дѣйствительности по своему дѣйствию эти поверхности приближаются къ поверхностямъ конуса и клина.

Подобное же явленіе получается при конусѣ и клинѣ для $2\alpha = 90^\circ$. Можно думать, что и адѣсь образуются воздушные чехлы, которые приближаютъ этотъ случай къ случаю съ меньшими углами конуса или клина.

Если принять углы клина за абсциссы, и опытные значенія k за ординаты, то получается кривая, которая между 60° и 90° (вблизи 60°) дѣлаетъ крутой поворотъ—доказательство того, что законъ сопротивленія адѣсь мѣняется.

При опытахъ тѣла, приведенныя въ таблицѣ, привѣшивались на концѣ маятника длиною 13m, и наблюдались его колебанія. Уголъ отклоненія отъ средняго положенія доходилъ до 30° , поэтому наибольшая скорость была около 6m/sec. Можно принять за весьма вѣроятное, что найденныя коэффициенты справедливы и для значительно большихъ скоростей, а также для тѣлъ большихъ размѣровъ, но геометрически подобныхъ.

Если скорость тѣла (какъ напр. при выстрѣлахъ) достигаетъ скорости звука, то коэффициентъ сопротивленія внезапно возрастаетъ почти вътрое. Передъ лобовой поверхностью при этомъ образуется ядро изъ сжатого воздуха. Здѣсь не станемъ подробнѣе разбирать этотъ важный для баллистики случай.

Сопротивленіе воздуха плоскостямъ параллельнымъ движенію. Боковыя поверхности тѣлъ, параллельныя направленію движенія, представляютъ также сопротивленіе, такъ какъ онѣ увлекаютъ воздухъ вслѣдствіе своей шероховатости.

Изъ опытовъ съ качающимися вмѣстѣ съ маятникомъ тонкими пластинками, плоскость которыхъ параллельна плоскости качанія, Франкъ нашелъ, что 236 cm боковой поверхности даютъ сопротивление воздуха такое же, какъ 1 cm лобовой поверхности (при $k=0,575$).

Франкъ нашелъ для этого случая такой же законъ сопротивленія, какъ и для лобовой поверхности. При этомъ

$$W = k F' \frac{\gamma}{g} c^2,$$

гдѣ $k=0,00244$ и F' площади боковой поверхности въ cm^2 ; γ въ kg/cm^3 .

Такимъ образомъ, для пластины, движущейся параллельно своей плоскости, боковое сопротивление равно $2W$ (см. таблицу, послѣдній рядъ).

Пластина длины l въ направленіи движенія при спокойномъ воздухѣ и параллельномъ движеніи, по Франку увлекаетъ съ собой слой воздуха толщиной

$$s = 0,0004 + \frac{l}{80} \text{ m},$$

считая отъ ея поверхности.

Примѣръ 1. Въ спокойномъ воздухѣ средней влажности при 760 mm Hg и 0° движется цилиндрическое тѣло сѣченіемъ 10 cm^2 со скоростью 10 m/sec по направленію своей оси.

Какія нужно преодолѣть сопротивленія и какую употребить мощность въ л. силахъ

- а) при плоской лобовой поверхности,
- б) при конической лобовой поверхности ($2\alpha = 45^\circ$),
- в) при полусферической лобовой поверхности,
- г) при эллипсоидальной лобовой поверхности?

На сколько увеличится сопротивление отъ бокового тренія, если тѣло имѣть длину 20 m ?

Во сколько разъ меньше будетъ сопротивление въ воздухѣ при 600 mm Hg ?

Сопротивленіе лобовой поверхности равно

$$W = \frac{k F \gamma}{g} c^2,$$

слѣдовательно

$$W = k \frac{10 \cdot 1,29 \cdot 10^3}{9,81} = 131,8 \text{ kg},$$

требуется мощность

$$N = \frac{Wc}{75}, \text{ т. е. } N = \frac{1}{7,5} W \text{ лощ. силъ.}$$

Поэтому

для а) при $k=0,553$, $W=73 \text{ kg}$, $N=9,73 \text{ л. с.}$,

для б) при $k = \sin^2\alpha + 0,17 \cos^2\alpha = 0,291$,

$W=38,3 \text{ kg}$, $N=5,11 \text{ л. с.}$,

для в) $W=34,3 \text{ kg}$, $N=4,57 \text{ л. с.}$,

для г) при $h=1,5 d$

$W=29,2 \text{ kg}$, $N=3,89 \text{ л. с.}$

Боковая поверхность цилиндрической части равна

$$\pi \cdot 3,57 \cdot 20 = 224,3 \text{ кв.}$$

поэтому ее сопротивление

$$W' = 0,00244 \cdot 224,3 \cdot \frac{\gamma}{g} \cdot c^2 = 0,072 c^2 = \underline{7,2 \text{ кг.}}$$

Необходимая мощность увеличивается вследствие бокового трения на

$$\frac{7,2 \cdot 10}{75} = 0,96 \text{ л. силы.}$$

При атмосферном давлении в 600 мм сопротивление и мощность будут в $\frac{600}{760} = 0,79$ раз меньше (при одинаковых температурах!)

При температурѣ t сопротивление будет в $\frac{273}{273+t}$ раз меньше, чѣмъ при 0°

2. Даригабль Цепелина діаметромъ $D = 11,66 \text{ м}$ и длиной 96 м имѣетъ по Франку коэффициентъ сопротивления $k = 0,226$, следовательно лобовое сопротивление

$$W = 0,226 \cdot \frac{\pi \cdot 11,66^2}{4} \cdot \frac{\gamma}{9,81} \cdot c^2 = 2,46 \gamma c^2 \text{ кг}$$

Поэтому вѣ воздухе 760 мм и 0° (при $\gamma = 1,29$)

$$W = 2,46 \cdot 1,29 \cdot c^2 = 3,17 c^2 \text{ кг.}$$

При $c = 12 \text{ м/сек}$ получается

$$W = 3,17 \cdot 12^2 = 456 \text{ кг,}$$

что соответствуетъ мощности

$$\frac{456 \cdot 12}{75} = 73 \text{ л. силъ.}$$

Боковая поверхность содержитъ $11,66 \cdot 96 = 3520 \text{ кв.}$, следовательно сопротивление ей равно

$$W' = 0,00244 \cdot 3520 \cdot \frac{\gamma}{g} \cdot c^2 = 0,876 \gamma c^2 \text{ кг.}$$

Откуда при $c = 12 \text{ м/сек}$ получается

$$W' = 0,876 \cdot 1,29 \cdot 12^2 = 163 \text{ кг,}$$

соотвѣтственная добавочная мощность

$$N' = \frac{163 \cdot 12}{75} = 26 \text{ л. силъ}$$

Полная требуемая мощность при скорости вѣ 12 м/сек равна

$$N = 73 + 26 = 99 \text{ л. силъ;}$$

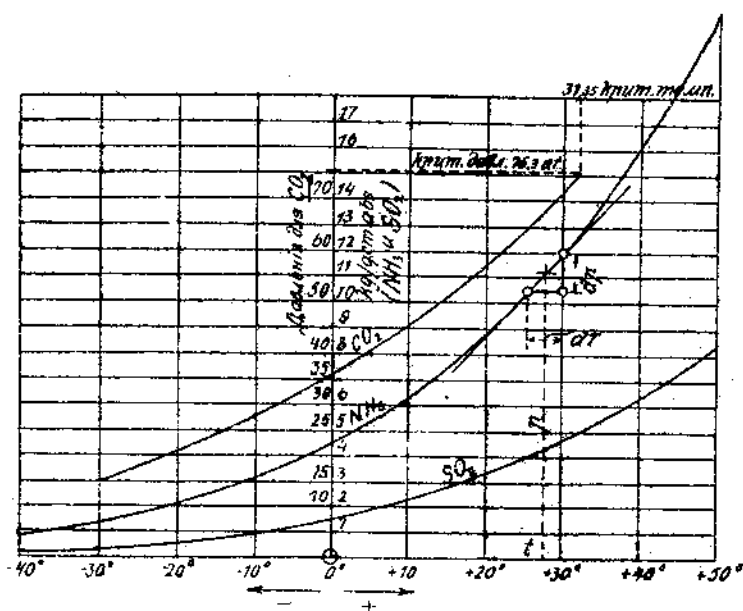
къ этому надо прибавить еще сопротивление gondoly и другихъ выступающихъ частей.

Пары CO_2 , NH_3 и SO_2 . Общія свойства паровъ. Пары и газы.

50. Пары углекислоты (CO_2) амміака (NH_3) и сѣрнистаго ангидрида (SO_2). Общія свойства вѣхъ паровъ. Критическая температура. Сжиженіе газовъ.

Свойства этихъ паровъ сходны со свойствами водяныхъ паровъ, но лишь въ общемъ. Соотношенія между высотами температуръ насышенія и давленіями здѣсь совершенно иныя.

Въ то время какъ для существованія влажнаго или сухого пара воды при атмосферномъ давленіи необходима температура 100° , эти тѣла уже при 0° (и атмосферномъ давленіи) находятся въ перегрѣтомъ



Фиг. 69.

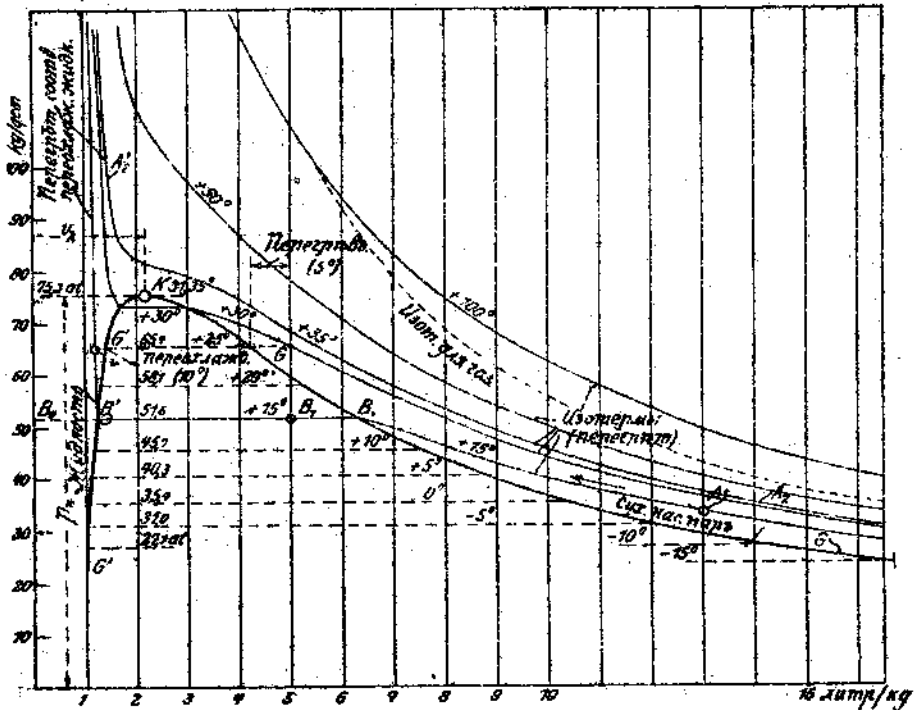
состояніи. Насыщенными при этомъ давленіи они становятся лишь при -80° (CO_2), -35° (NH_3), -10° (SO_2). Это—„температуры кипѣнія“ при атмосферномъ давленіи, если имѣть въ виду испареніе, или „температуры сжиженія“, если наоборотъ имѣть въ виду конденсированіе.

При давленіяхъ выше атмосфернаго температуры сжиженія для паровъ воды выше. То же самое и съ другими парами. Поэтому, если съ цѣлью сжиженія сжать ихъ, то понадобится тѣмъ меньшее охлажденіе, чѣмъ выше давленіе. При достаточно высокомъ давленіи они сжижаются уже при $+15^\circ$. При этомъ соответствующее давленіе для CO_2 равно 31,6 at, для NH_3 7,7 at, для SO_2 2,9 at abs.

На фиг. 69 нанесены соответствующія давленія и температуры кипѣнія. При 0° насыщенные пары CO_2 имѣютъ давленіе 35 at, NH_3 4,4 at, SO_2 1,6 at abs.

Предѣльная кривая. Какъ водяной паръ, такъ и вообще вѣхъ пары находятся въ „перегрѣтомъ“ состояніи, если ихъ температура выше,

чѣмъ соотвѣтствующая данному давлению температура насыщѣнія (или сжиженія). Если перегрѣтый паръ сжимать при постоянной температурѣ отъ состоянія A до тѣхъ поръ, пока онъ въ B достигаетъ давленія насыщѣнія, то B_0B будетъ объемъ сухого насыщеннаго пара. Если принять найденныя изъ опыта (или инымъ путемъ) удѣльные объемы за абсциссы а соотвѣтствующія давленія насыщѣнія за ординаты, то получаемъ „предѣльную“ кривую GG ; она показываетъ, перегрѣтый ли паръ, сухой или влажный соотвѣтствуетъ данному состоянію, отмѣченному давленіемъ и объемомъ. Точки A направо отъ кривой означаютъ перегрѣтый, точки B на предѣльной кривой — сухой, точки влѣво отъ нея — влажный паръ.



Фиг. 70.

„Паросодержаніе“ въ послѣднемъ случаѣ выражается отношеніемъ $B'B_1 : B'B$, влажность—отношеніемъ $B_1B : B'B$ (ср. отд. 35).

Если на той же фигурѣ нанести еще удѣльные объемы B_0B' чистой жидкости при различныхъ давленіяхъ и температурахъ насыщѣнія, то получается нижняя предѣльная кривая $G'G'$. Она раздѣляетъ чистую жидкость отъ смѣси пара и жидкости (напр. горячую воду при температурѣ кипѣнія отъ влажнаго пара).

Предѣльная кривая, начерченная на фиг. 70, соотвѣтствуетъ углекислотѣ. Какъ видно, верхняя и нижняя предѣльныя кривыя сливаются. Если приближаться по $G'G'$ къ верхней точкѣ K , то жидкость все болѣе нагревается, ея давленіе и объемъ увеличиваются. Если направляться по GG все выше, то насыщенный паръ становится все

теплѣе, его давленіе растётъ, объемъ его уменьшается, онъ дѣлается все плотнѣе. Въ точкѣ K („критическая точка“) значенія температуры, давленія и объема одинаковы у жидкости и сухого пара. Въ этой точкѣ (критическое состояніе) совершенно исчезаетъ разниа между жидкимъ и парообразнымъ состояніемъ. Для воды K лежитъ очень высоко ($p_k \approx 203 \text{ kg/qcm abs}$; $t_k = 365^\circ$)¹⁾.

Процессъ сжиженія любого перегрѣтаго пара, согласно фиг. 70, происходитъ слѣдующимъ образомъ. Прежде всего паръ отъ A сжимается на нѣкоторомъ пути AB (напр. изотермически т.-е. при сильномъ отводѣ тепла); насыщеніе въ B достигается при болѣе или менѣе высокомъ давленіи и температурѣ, смотря по характеру линіи сжатія. Отъ B не нужно болѣе увеличивать давленіе. Напротивъ, теперь для достиженія сжиженія требуется для CO_2 , NH_3 , SO_2 выдѣленіе теплоты парообразованія r , такъ же какъ и для водяного пара. И только r для каждаго изъ этихъ тѣлъ (и для каждаго давленія) имѣетъ особое значеніе. При сжиженіи объемъ уменьшается; поэтому поршень, при помощи котораго производится сжатіе, долженъ быть продвинутъ дальше. При этомъ температура и давленіе смѣси (жидкости и пара) остаются неизмѣнными. Когда объемъ уменьшается до B_0B' , и вся соотвѣтствующая данной смѣси теплота испаренія передана въ охлаждающую воду, то получается жидкость безъ примѣси пара при температурѣ кипѣнія, соотвѣтствующей данному давленію.

На изотермахъ влѣво отъ нижней предѣльной кривой (фиг. 70) температура жидкости по сравненію съ насыщеннымъ паромъ того же давленія ниже температуры кипѣнія, т.-е. жидкость находится въ состояніи переохлажденія. При нагреваніи до точки кипѣнія она достигаетъ предѣльнаго состоянія насыщенія безъ измѣненія давленія, если давленіе ея меньше критическаго. Если же ея давленіе выше критическаго, она переходитъ въ область перегрѣва, минуя область насыщенія. При этомъ до тѣхъ поръ пока ея температура ниже критической, ее можно считать переохлажденной жидкостью, а послѣ съ одинаковымъ правомъ — перегрѣтой жидкостью, перегрѣтымъ паромъ или газомъ. Въ этихъ областяхъ нѣтъ разницы между капельной жидкостью и паромъ.

При сжатіи перегрѣтаго пара или газа, начиная отъ A , можетъ, смотря по начальному состоянію и тому или другому, зависящему отъ охлаждения, характеру линіи сжатія, случиться, что вообще не встрѣтится предѣльная кривая, напр. для углекислоты это будетъ при изотермическомъ сжатіи съ температурой выше 32° . Въ этомъ случаѣ даже самымъ сильнымъ сжатіемъ невозможно получить сжиженія, такъ какъ нигдѣ не достигается предѣльное состояніе сухого пара. При температурахъ выше „критической“, соотвѣтствующей точкѣ K , которая зависитъ лишь отъ природы тѣла, сжиженіе просто невозможно, хотя бы давленіе и было удвоено противъ критическаго.

Если нужно произвести сжиженіе какого-либо пара, критическая температура котораго ниже, чѣмъ температура обыкновенной охлаждающей воды или воздуха, то его температура должна быть искусственно сдѣлана ниже критической.

Чѣмъ ниже температура перегрѣтаго пара, противъ его критической, тѣмъ при меньшемъ давленіи наступитъ сжиженіе. Таблица стр. 214 содержитъ критическія величины для CO_2 , NH_3 , SO_2 и H_2O .

¹⁾ Несогласованность данныхъ, напр. въ отд. 42, $p_k = 204 \text{ at}$; на стр. 214, $t_k = 374^\circ$ и т. д., объясняется отчасти тѣмъ, что авторъ бралъ данныя разныхъ опытовъ. Прим. ред.

При сжиженіи бесполезно примѣнять давленіе выше критическаго

Возможность сжиженія газовъ. Пока не былъ найденъ характеръ описанной выше предѣльной кривой, до тѣхъ поръ не удавалось переводить газы въ жидкое состояніе. Разъ газы представляютъ собой сильно перегрѣтые пары, то сжиженіе ихъ возможно лишь при охлажденіи ниже критической температуры. Практическая трудность заключается лишь въ томъ, что критическія температуры двухатомныхъ газовъ, какъ азотъ, кислородъ, воздухъ, водородъ лежатъ очень низко, ср. числовую таблицу ниже.

Пока не удалось достигнуть столь низкихъ температуръ, сжиженія газовъ не получалось даже при самыхъ высокихъ давленіяхъ.

Теперь же, послѣ того какъ въ июлѣ 1908 г. профессору Каммерлинг-Оннес удалось получить жидкій гелій¹⁾, можно превращать всѣ известные газы въ жидкое состояніе. Оннес нашелъ для гелія критическую температуру—268°, критическое давленіе около 2,3 ат. При атмосферномъ давленіи сжиженіе произошло при—268,5°. При испареніи температура падала до—270°. Это самая низкая изъ достигнутыхъ до настоящаго времени температуръ. Она лежитъ лишь на 3° выше абсолютнаго нуля.

Критическія величины и точки кипѣнія (t_c) при атмосферномъ давленіи.

Вещество.	t_c°	p_c kg/qcm	v_c литр./kg	t_c при 760 mm Hg
CO ₂	+ 31,35	75,3	2,16	—78
NH ₃	+130,5	118	5,22	—33,7
SO ₂	+156	81,5	1,92	—8
H ₂ O	+374	203	4,81	+100
O ₂	—118	52,5		—182,8
N ₂	—146	36,2		—195,6
H ₂	—242	20,7		—252,5
Воздухъ	—140	40,4	(5,9)	—191
CO	—141	37,2		—190

Процессъ испаренія при постоянномъ давленіи въ смыслѣ обмѣна тепла въ основѣ своей для всѣхъ паровъ таковъ же, какъ и для паровъ воды (отд. 34). Но абсолютныя величины q , r , ρ , λ различны для различныхъ паровъ. Въ то время какъ напр. теплота испаренія r водяного пара приблизительно равна 500 Cal/kg, для амміака (въ значительномъ удаленіи отъ критической точки) она равна лишь 300 Cal, для SO₂ круглымъ числомъ 90 Cal, для CO₂ лишь 65 Cal. Весьма интересно, что величина r съ приближеніемъ пара къ критическому состоянію становится все меньше, и въ критической точкѣ равна нулю. Для паровъ воды это не такъ наглядно въ виду большаго ихъ удаленія отъ критическаго состоянія. Фиг. 71 показываетъ характеръ кривой $r=f(t)$ для углекислоты. Наоборотъ, „теплота жидкости“ q растетъ съ температурой, и въ критической точкѣ достигаетъ своего максимума.

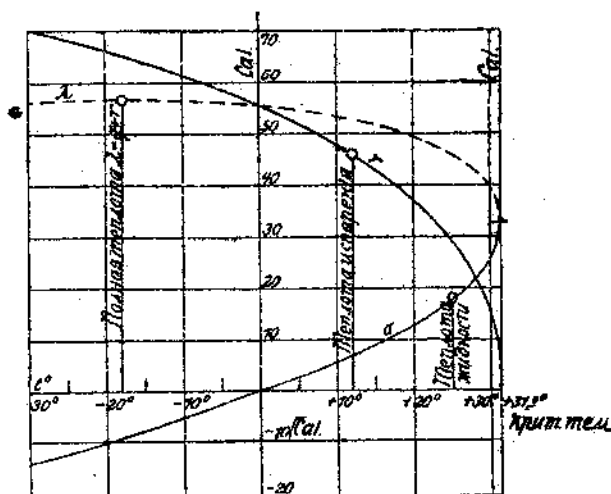
¹⁾ Подробное описаніе постановки опыта и результаты см. Engineering 1908, II стр. 237

Это понятно, если принять во внимание фиг. 70 и все, что сказано выше о критическомъ состояніи. Изъ сказаннаго видно, что при движеніи вверхъ по предѣльной кривой увеличеніе объема при испареніи будетъ все меньше, и въ критической точкѣ превратится въ нуль. Поэтому то тамъ и внѣшняя теплота испаренія равна нулю.

Но и внутренняя теплота испаренія исчезаетъ въ критической точкѣ, ибо жидкость сохраняетъ свое агрегатное состояніе. Полная теплота въ этомъ случаѣ равна теплотѣ жидкости ¹⁾).

Подобныя же свойства имѣетъ и водяной паръ въблизи критическаго состоянія (ср. отд. 42 фиг. 57). Однако же это не подтверждено еще экспериментально, какъ для углекислоты.

Таблицы для паровъ NH_3 , CO_2 , SO_2 приведены въ прибавленіи.



Фиг. 71.

Холодные паровые двигатели. Котель, наполненный жидкимъ SO_2 , можетъ доставлять пары этой жидкости при давленіи до 11 ат, если его подогревать отработавшимъ паромъ паровой машины, имѣющимъ температуру ок. 60°.

Этимъ обстоятельствомъ можно пользоваться, чтобы использовать тепло, теряемое въ паровой машинѣ съ конденсацией. Вмѣсто воды можно употреблять въ качестве охладителя для поверхностнаго конденсатора жидкій этиристый ангидридъ. При нагреваніи образуется пары SO_2 , которые, смотря по температурѣ отходящаго водяного пара, могутъ имѣть давленіе до 13 ат. При помощи ихъ приводить въ дѣйствіе двигатель совершенно подобный одноцилиндровой паровой машинѣ, который можно назвать холоднымъ паровымъ двигателемъ.

Отработавшіе пары этой машины нужно снова перевести въ жидкость при постоянномъ давленіи и безъ сжатія, подобно тому, какъ это дѣлается въ паровой машинѣ. Если имѣется подъ руками охлаждающая вода при 10°, то можно SO_2 перевести въ жидкость при давленіи въ 3—4 ат. Такимъ образомъ, въ этомъ двигателѣ можно использовать энергію расширенія паровъ SO_2 отъ 13 до 4 ат. Несмотря на то, что при этомъ расходъ тепла силовыхъ установокъ значительно уменьшается, все же вследствие высокой стоимости установки эксплуатация небезобразна только въ особенныхъ какихъ-нибудь случаяхъ. Подробнѣе см. Josse, Mittheilungen aus d. Maschinenlaborat. d. Kgl. Techn. Hochschule zu Berlin.

¹⁾ Строго говоря, надо прибавить еще теплоту, соответствующую энергіи увеличенія объема самой жидкости. Прим. ред.

Измѣненіе состоянія при торможеніи (матіи).

Если въ трубопроводѣ постояннаго или переменнаго сѣченія имѣется гдѣ-либо суженіе, то, какъ извѣстно, послѣ прохожденія черезъ это суженіе газовъ или паровъ давленіе ихъ становится меньше, чѣмъ передъ суженіемъ. Происходящее такимъ путемъ пониженіе давленія называется торможеніемъ. Величина паденія давленія зависитъ отъ цѣлаго ряда причинъ; кромѣ природы и состоянія текущаго тѣла оно зависитъ главнымъ образомъ отъ относительной величины суженія, отъ скорости въ трубопроводѣ и удѣльнаго вѣса текущаго тѣла. Подобныя суженія представляютъ (особенно при неполномъ открытіи) вентили и задвижки во всѣхъ паропроводахъ. Какъ извѣстно, дроссельные клапаны или вентили употребляются для регулированія паровыхъ машинъ и турбинъ. Торможеніе вызываютъ также и приспособленія для пониженія давленія (редукціонные вентили).

Здѣсь мы не задаемся цѣлью вычислять пониженіе давленія при заданныхъ соотношеніяхъ, а опредѣлимъ лишь происходящія одновременно съ пониженіемъ давленія измѣненія температуры и удѣльнаго объема текущаго тѣла, для заданной потери давленія при торможеніи.

Для болѣе нагляднаго рѣшенія этой задачи представимъ, что въ двухъ мѣстахъ паропровода, въ достаточныхъ разстояніяхъ отъ мѣста суженія, передъ и за нимъ вставлены поршни, фиг. 72. Измѣненіе состоянія происходитъ въ массѣ пара, лежащей между ними. На эту массу посредствомъ поршня дѣйствуетъ сзади движущая сила $F_1 p_1$, а спереди сопротивленіе $F_2 p_2$. Задній поршень движется со скоростью притеканія w_1 ; при этомъ движущая сила сообщаетъ продвигаемой въ секунду массѣ пара (съ объемомъ $F_1 w_1 = V_1$) абсолютную работу $F_1 p_1 w_1 = p_1 V_1$. Кромѣ этой работы давленія упомянутое количество пара V_1 , съ вѣсомъ G , вноситъ съ собою въ пространство торможенія еще энергію GU_1 Cal. Для газовъ U_1 есть теплосодержаніе при постоянномъ объемѣ, а для насыщеннаго пара U_1 есть сумма теплоты жидкости и внутренней теплоты испаренія (отд. 67). Къ этому присоединяется еще кинетическая энергія $\frac{Gw_1^2}{2g}$. Такимъ образомъ, полное количество энергіи, входящее каждую секунду въ пространство торможенія складывается изъ механической работы, изъ свободной и скрытой теплоты и кинетической энергіи, т.-е. оно равно

$$p_1 V_1 + \frac{GU_1}{A} + G \frac{w_1^2}{2g} \text{ mkg.}$$

Количество пара, протекающее въ секунду, преодолевая сопротивленіе передняго поршня F_2 , производитъ работу $p_2 F_2 w_2 = p_2 V_2$, и послѣ этого обладаетъ еще внутренней энергіей $\frac{GU_2}{A}$ и кинетической энергіей $G \frac{w_2^2}{2g}$. Полная его работоспособность равна поэтому

$$p_2 V_2 + \frac{GU_2}{A} + G \frac{w_2^2}{2g}$$

Такъ какъ при торможеніи не имѣется отдачи энергіи, ни въ видѣ тепла, ни въ видѣ механической работы, оба выраженія должны быть равны между собой

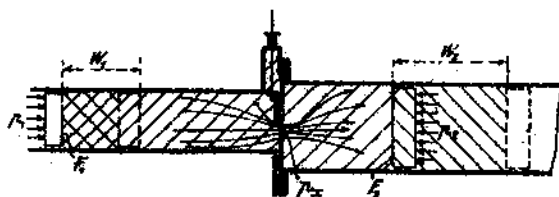
$$p_1 V_1 + \frac{GU_1}{A} + G \frac{w_1^2}{2g} = p_2 V_2 + \frac{GU_2}{A} + G \frac{w_2^2}{2g}$$

Раздѣливъ обѣ части на G и вставивъ

$$\frac{V_1}{G} = v_1, \quad \frac{V_2}{G} = v_2,$$

получимъ

$$U_1 + A p_1 v_1 + A \frac{w_1^2}{2g} = U_2 + A p_2 v_2 + A \frac{w_2^2}{2g}$$



Фиг. 72.

Суммы $U_1 + A p_1 v_1 = i_1$ и $U_2 + A p_2 v_2 = i_2$, зависящія только отъ начального и конечнаго состояній, называются „теплосодержаніями при постоянномъ давленіи“ (см. отд. 69).

Поэтому короче

$$i_1 + A \frac{w_1^2}{2g} = i_2 + A \frac{w_2^2}{2g},$$

или

$$i_1 - i_2 = A \left(\frac{w_2^2}{2g} - \frac{w_1^2}{2g} \right),$$

т.-е. уменьшеніе теплосодержанія равно приращенію кинетической энергіи.

Во многихъ случаяхъ можно совершенно пренебречь измѣненіемъ кинетической энергіи; тогда просто

$$i_1 = i_2.$$

Этотъ случай въ особенности имѣетъ мѣсто при перетеканіи изъ одного широкаго сосуда въ другой широкій же сосудъ.

Для влажнаго пара съ большимъ паросодержаніемъ можно со значительной точностью принять

$$i = \lambda$$

(полная теплота), тогда при торможеніи будемъ имѣть

$$\lambda_1 = \lambda_2.$$

Уменьшение давления при торможении происходит следующим образом. При прохождении через сужение, в соответствии съ меньшей величиной поперечнаго сечения, скорость должна болѣе или менѣе превзойти скорость притеканія. Но послѣднее возможно лишь тогда, если непосредственно за отверстиемъ имѣется меньшее давление p_2 чѣмъ до него, фиг. 72. Если бы скорость выхода изъ отверстия опять сплошн превратилась въ давление, то по закону сохранения энергии давление p_2 за отверстиемъ (при трубопроводѣ постояннаго сечения) опять должно было бы подняться до $p_2 = p_1$. Но подобнаго превращенія, въ случаѣ простыхъ отверстій, не имѣется. Напротивъ, избытокъ кинетической энергіи почти совершенно уничтожается благодаря вихрямъ и ударамъ пара, превращаясь въ теплоту, которой однако оказывается недостаточно, чтобы поднять давление до прежней величины p_1 . Послѣ того какъ во всей массѣ установится равномѣрная скорость теченія w_2 , давление оказывается меньшимъ чѣмъ p_1 (необратимый процессъ). Входить въ болѣе подробное разсмотрѣніе отношеній давленій, зависящихъ въ сильной степени отъ отношеній сеченій, здѣсь не мѣсто.

Примѣненіе къ газамъ. Для газовъ имѣемъ

$$U = c_p t$$

и

$$i = c_p t.$$

Слѣдовательно, при торможеніи

$$c_p t_1 = c_p t_2$$

$$t_1 = t_2.$$

Такимъ образомъ, совершенные газы при торможеніи не измѣняютъ своей температуры, какъ бы сильно ни падало давление.

Какъ это понятно само собой изъ вывода уравненія для торможенія, сказанное о газахъ вѣрно лишь при достаточно большомъ удаленіи отъ суженія, т.-е. послѣ того, какъ прекратится вихревое движеніе. Въ самомъ же суженіи и вблизи него, по ту и другую сторону, температура можетъ значительно падать въ виду адиабатическаго расширенія въ зависимости отъ уменьшенія давленія; но теплоты, возникающей за счетъ кинетической энергіи, оказывается достаточно, чтобы привести совершенный газъ къ прежней температурѣ (но не къ прежнему давленію). Наиболѣе возможныя отклоненія, обусловливаемые несовершенствомъ газовъ см. въ отд. 52.

При $t_1 = t_2$ имѣемъ также $p_1 v_1 = p_2 v_2$. Такъ какъ черезъ каждое поперечное сѣченіе протекаетъ въ секунду одно и то же вѣсовое количество газа $\frac{F w}{v}$, имѣемъ

$$\frac{F_1 w_1}{v_1} = \frac{F_2 w_2}{v_2},$$

слѣдовательно

$$w_2 = w_1 \frac{F_1}{F_2} \cdot \frac{v_2}{v_1}.$$

Но

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{p_1}{p_2},$$

поэтому

$$w_2 = w_1 \frac{F_1}{F_2} \cdot \frac{p_1}{p_2}.$$

Такимъ образомъ, въ трубопроводѣ постояннаго сѣченія ($F_1 = F_2$) за суженіемъ скорость теченія возрастаетъ обратно пропорціонально давленію. Торможеніе до половиннаго давленія ($\frac{p_2}{p_1} = \frac{1}{2}$) увеличиваетъ скорость вдвое

Впрочемъ, даже и для совершенныхъ газовъ эти соотношенія вѣрны лишь приблизительно, такъ какъ въ дѣйствительности имѣетъ мѣсто не равенство

$$t_1 = t_2,$$

$$t_1 - t_2 = A \left(\frac{w_2^2}{2g} - \frac{w_1^2}{2g} \right)$$

Вставляя сюда значенія t_1 , t_2 и w_2 , получимъ

$$t_1 - t_2 = \frac{A}{c_p} \cdot \frac{w_1^2}{2g} \left[\left(\frac{F_1}{F_2} \cdot \frac{v_2}{v_1} \right) - 1 \right]$$

Напримѣръ, для трубопровода постояннаго сѣченія имѣемъ

$$t_1 - t_2 = \frac{A}{c_p} \cdot \frac{w_1^2}{2g} \left[\left(\frac{v_2}{v_1} \right)^2 - 1 \right].$$

Такъ какъ $p_2 < p_1$, то $v_2 > v_1$, а слѣдовательно выраженіе въ скобкахъ положительно; поэтому $t_1 > t_2$, или $t_2 < t_1$. Паденіе температуры при заданномъ паденіи давленія, легко вычислить, вставивъ въ последнее равенство

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{p_1}{p_2} \cdot \frac{T_2}{T_1}.$$

При $\frac{v_2}{v_1} = 2$ для воздуха имѣемъ

$$t_1 - t_2 = \frac{8}{427 \cdot 0,2375 \cdot 2 \cdot 9,81} \cdot w_1^2 = \frac{w_1^2}{663}$$

Такъ напримѣръ, при $w_1 = 20$ м/сек разность

$$t_1 - t_2 = 0,603^\circ,$$

т.-е. относительно очень невелика. При $\frac{v_2}{v_1} = 3$ и прочихъ равныхъ условіяхъ

$$t_1 - t_2 = 1,61^\circ.$$

Наоборотъ, повышеніе температуры имѣетъ мѣсто, когда газъ входитъ изъ трубопровода въ большій сосудъ, такъ какъ въ этомъ случаѣ вся скорость притеканія превращается въ теплоту. Дѣйствительно, при $w_2 = 0$ имѣемъ

$$t_1 - t_2 = - \frac{A}{c_p} \cdot \frac{w_1^2}{2g},$$

поэтому

$$t_2 > t_1.$$

Однако, чтобы можно было замѣтить разницу температуръ $t_2 - t_1$, скорость w_1 должна быть весьма значительна. Такъ напримѣръ, для воздуха при $w_1 = 200$ м/сек

$$t_2 - t_1 = 20,2^\circ.$$

Перегрѣтые пары. Выраженіе внутренней энергии U этихъ тѣлъ (отд. 67) легче всего получить, припомнивъ, что вся абсолютная работа при адиабатическомъ расширеніи получается за счетъ внутренней энергии. Кроме того намъ извѣстно, что перегрѣтый водяной паръ при адиабатическомъ расширеніи подчиняется закону

$$pv^k = \text{konst.} \quad (k=1,3).$$

Можно принять, что такой же законъ существуетъ, по крайней мѣрѣ внутри вѣкоторыхъ опредѣленныхъ границъ, и для другихъ перегрѣтыхъ паровъ (какъ вапримѣръ амміакъ, сѣрнистый ангидридъ, углекислота). При этомъ абсолютная работа расширенія будетъ

$$L = \frac{1}{k-1} (p_0 v_0 - pv),$$

гдѣ p, v относятся къ конечному, а p_0, v_0 къ начальному состоянію. Въ виду этого

$$U - U_0 = \frac{A}{k-1} (pv - p_0 v_0).$$

Отсюда, пренебрегая кинетической энергіей, получимъ уравненіе торможенія

$$\frac{A}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2) + A p_1 v_1 - A p_2 v_2 = 0,$$

или

$$\frac{k}{k-1} p_1 v_1 = \frac{k}{k-1} p_2 v_2,$$

т.-е. проще

$$p_1 v_1 = p_2 v_2.$$

Такимъ образомъ, при торможеніи произведеніе изъ давленія на удѣльный объемъ остается постояннымъ.

Къ подобному же виду можно привести и уравненіе торможенія газовъ.

Для водяного пара (перегрѣтаго) можно принять приблизительно

$$\begin{aligned} p_1 v_1 &= RT_1 - 0,016 p_1 \\ p_2 v_2 &= RT_2 - 0,016 p_2. \end{aligned}$$

Отсюда

$$T_1 - T_2 = \frac{0,016}{R} (p_1 - p_2),$$

или, вставляя $R=47,1$, имѣемъ

$$T_1 - T_2 = t_1 - t_2 = \frac{p_1 - p_2}{2940} \quad (p \text{ въ kg/qm}),$$

$$t_1 - t_2 = 3,4 (p_1 - p_2) \quad (p \text{ въ kg/qcm}).$$

Такимъ образомъ, въ противоположность газамъ, при торможеніи перегрѣтаго пара имѣетъ мѣсто паденіе температуры. Пусть напр. потеря давленія при торможеніи равна 2,5 kg/cm, тогда температура при этомъ понизится на

$$t_1 - t_2 = \frac{2,5 \cdot 10000}{2940} = 8,5^\circ;$$

т.-е. весьма замѣтнымъ образомъ.

Кромѣ того въ паропроводѣ постояннаго сѣченія, имѣющемъ суженіе, происходитъ еще нѣкоторое паденіе температуры, вследствие измѣненія скорости, какъ только что показано для газовъ.

Влажные пары.

а) Смѣсь съ преобладаніемъ пара. Для этого случая съ весьма большимъ приближеніемъ имѣемъ

$$i = \lambda = q + x r$$

(полная теплота, отд. 34).

Поэтому для процесса торможенія получимъ

$$q_1 + x_1 r_1 = q_2 + x_2 r_2,$$

откуда

$$x_2 = x_1 \frac{r_1}{r_2} + \frac{q_1 - q_2}{r_2}.$$

Но $q_1 - q_2 \approx t_1 - t_2$ (только для воды),

поэтому

$$x_2 = x_1 \frac{r_1}{r_2} + \frac{t_1 - t_2}{r_2}.$$

По этой формулѣ при данныхъ начальномъ и конечномъ давленіи, можно вычислить по заданному начальному паросодержанію x_1 конечное паросодержаніе x_2 при торможеніи.

Здѣсь не можетъ быть рѣчи объ удержаніи паромъ своей начальной температуры, подобно тому какъ это мы видѣли у газовъ и въ небольшой степени у перегрѣтыхъ паровъ, такъ какъ, пока паръ остается влажнымъ, температура его съ паденіемъ давленія будетъ также понижаться, согласно таблицамъ для пара. Переходъ части кинетической энергіи въ теплоту прежде всего влечетъ за собой только испареніе влаги. Это слѣдуетъ и изъ послѣдняго равенства. Напишемъ его въ такомъ видѣ

$$x_2 = x_1 - x_1 \frac{r_2 - r_1}{r_2} + \frac{t_1 - t_2}{r_2},$$

тогда

$$x_2 = x_1 + \frac{t_1 - t_2 - x_1 (r_2 - r_1)}{r_2}.$$

При помощи таблиц для пара легко установить, что второй членъ при всякихъ условіяхъ положителенъ, т.-е. $x_2 > x_1$, а это и указываетъ на высушиваніе смѣси. Такъ напримѣръ, при торможеніи отъ $p_1 = 5 \text{ kg/qcm}$ до

$p_2 =$	4	3	2	1	kg/qcm.
$t_1 - t_2 =$	8,2°	18,2°	31,4°	51,9°	
$r_2 - r_1 =$	5,7	12,6°	21,3	34,2	Cal.

$r_2 - r_1$ всегда меньше соответствующей разности $t_1 - t_2$ и, такъ какъ при томъ $x_1 < 1$, то второй членъ въ числитель и подавно меньше перваго. Слѣдовательно, дробь положительна и $x_2 > x_1$.

Если влажный паръ долженъ быть совершенно высушенъ путемъ торможенія, то

$$1 = x_1 \frac{r_1}{r_2} + \frac{t_1 - t_2}{r_2},$$

т.-е.

$$x_1 = \frac{r_2 - (t_1 - t_2)}{r_1}.$$

Начальное паросодержаніе не можетъ быть меньше этой величины.

Пусть паръ 10 at abs торможениемъ до 8,5 at долженъ быть высушенъ. Какова можетъ быть наибольшая величина степени влажности?

При

$$r_1 = 484,6 \quad r_2 = 489,9 \quad t_1 = 178,9 \quad t_2 = 172,0$$

получимъ

$$x_1 = \frac{489,9 - (178,9 - 172)}{484,6} = \frac{483}{484,6},$$

а слѣдовательно степень влажности

$$1 - x_1 = \frac{1,6}{484,6}$$

или

$$\frac{1,6 \cdot 100}{484,6} = 0,33\%.$$

Высушающее дѣйствіе торможенія въ этомъ случаѣ очень незначительно.

Подобнымъ же образомъ можно напримѣръ испарить торможениемъ отъ 1 at abs. до 0,1 at 5,1° влажности (напр. при вытеканіи пара изъ паровой машины съ конденсаціей)

Для опредѣленія влажности пара примѣняютъ высушиваніе его при помощи торможенія въ такъ называемомъ дроссельномъ калориметрѣ. Такъ какъ истеченіе происходитъ при этомъ въ атмосферу, то такой способъ примѣнимъ лишь при небольшихъ степеняхъ влажности (самое большее до 5%, въ зависимости отъ давления пара).

б) Смѣсь съ преобладаніемъ жидкости и предѣльный случай (только жидкость). Здѣсь вмѣсто приближеннаго $i = \lambda$ слѣдуетъ вводить точное выраженіе для i . Имѣемъ по опредѣленію

$$i = U + Apr.$$

Для влажнаго пара получимъ (отд. 34).

$$U = q + xp,$$

и следовательно

$$i = q + xp + Apr.$$

Съ другой стороны полная теплота

$$\lambda = q + xp + Ap(v - \sigma)$$

(см. отд. 34). Следовательно, i на величину Apr больше полной теплоты. Имѣемъ

$$i = q + xp + Apr$$

(для воды $r = 0,001$). Для состоянія до и послѣ торможения получается

$$q_1 + x_1 r_1 + Apr_1 = q_2 + x_2 r_2 + Apr_2.$$

Такъ какъ, по крайней мѣрѣ при достаточномъ удаленіи отъ критической точки, $r_1 \approx r_2 = r$, то

$$x_2 = x_1 \frac{r_1}{r_2} + \frac{q_1 - q_2}{r_2} + A \frac{p_1 - p_2}{r_2} \sigma.$$

Здѣсь возрастаніе паросодержанія происходитъ быстрее, чѣмъ въ предыдущемъ случаѣ, (въ выраженіе для x_2 входитъ добавочный членъ), т. е. здѣсь имѣетъ мѣсто болѣе сильное испареніе.

Если вначалѣ имѣлась только жидкость при температурѣ кипѣнія, то, полагая $x_1 = 0$, получаемъ

$$x_2 = -\frac{q_1 - q_2}{r_2} + A \frac{p_1 - p_2}{r_2} \sigma.$$

Для воды можно замѣнить q_1 и q_2 соответственно черезъ t_1 и t_2 .

Примѣръ 1. Жидкая вода при 9 at abs. и температурѣ кипѣнія въ 174,4 перетекаетъ въ пространство, заполненное паромъ съ давленіемъ 1,03 at abs.

Каково будетъ паросодержаніе послѣ перетеканія?

При

$$t_1 = 174,4^\circ, \quad t_2 = 100^\circ, \quad r_2 = 539,1$$

паросодержаніе послѣ торможения получится равнымъ

$$x_2 = -\frac{174,4 - 100}{539,1} + \frac{9 - 1,03}{427,539,1} \cdot 10000 \cdot 0,001 = 0,1378 + 0,00035 = \underline{0,1381}.$$

Вліяніе послѣдняго члена, какъ видно, весьма незначительно, поэтому формула пункта а) была бы пригодна и здѣсь.

2. Жидкій аммиакъ съ давленіемъ 12,01 at abs. и соответствующей температурѣ кипѣнія +30° подвергается торможенію до 2,92 at abs. Сколько жидкости испарится?

Противодавленіе въ 2,92 at соответствуетъ температурѣ кипѣнія —10°. Теплота испаренія при этой температурѣ равна $r_2 = 322,3$ Cal; теплота жидкости при +30° будетъ $q_1 = 28,49$ Cal а при —10° $q_2 = -8,83$ Cal; $\sigma = 0,0016$ cbm/kg. Поэтому

$$x_2 = \frac{28,49 + 8,83}{322,3} - \frac{12,01 - 2,92}{427,322,3} \cdot 10000 \cdot 0,0016 = 0,1138 + 0,0011 = \underline{0,1149}$$

Такимъ образомъ, при торможеніи испарятся 11,49 частей по вѣсу жидкаго аммиака.

52. Охлаждение по способу Томсона-Джоуля. Идеальное и действительное состояние газа; отклонения от характеристического уравнения. Уравнение Ван-дер-Ваальса. Сжижение воздуха по способу Линде.

Оказалось, что при торможении газа (отд. 51) температура его, даже при сильном падении давления, остается постоянной, если пренебречь небольшим охлаждением (въ трубопроводѣ постоянного сечения), являющимся слѣдствіемъ увеличенія скорости.

Въ противоположность этому, при торможении перегрѣтаго водяного пара наблюдается понижение температуры, пропорціональное (приблизительно) паденію давления.

Такъ какъ газы собственно суть ни что иное какъ пары, лишь находящіеся далеко отъ своего критическаго состоянія (сильно перегрѣтые пары), то надо ожидать, что и при торможении газа будетъ происходить понижение температуры, приблизительно пропорціонально паденію давления. Наличие такого охлаждения установили опытнымъ путемъ, еще до открытія критическаго состоянія, Эндрьюсъ (Andrews, 1869), а также Томсонъ и Джоуль (1853). Они нашли падение температуры для воздуха

$$t_1 - t_2 = 0.27 (p_1 - p_2)$$

(p въ kg/cm^2).

Для углекислоты было найдено

$$t_1 - t_2 = 1.35 (p_1 - p_2).$$

Для водяного пара, какъ уже указано выше,

$$t_1 - t_2 \approx 3.4 (p_1 - p_2).$$

Для воздуха, который изъ этихъ трехъ тѣлъ наиболѣе удаленъ отъ критическаго состоянія, при одномъ и томъ же паденіи давления охлаждение будетъ, слѣдовательно, въ 5 разъ меньше, чѣмъ для CO_2 , и въ 12,6 раза меньше, чѣмъ для перегрѣтаго водяного пара.

Впрочемъ, падение температуры находится также въ зависимости и отъ высоты температуры. А именно, по Томсону и Джоулю, оно обратно пропорціонально квадрату абсолютной температуры. Такъ, для воздуха

$$t_1 - t_2 = 0.27 (p_1 - p_2) \left(\frac{273}{273 + t_1} \right)^2$$

Причина, почему въ вычисленіяхъ (отд. 51) не обнаружилось никакого паденія температуры при торможении газовъ, кроется въ томъ, что наше предположеніе относительно величины внутренней энергіи газа, которое вполне допустимо въ обыкновенныхъ случаяхъ, строго говоря не точно. Мы предположили, что, если тепло, сообщенное газу, не превращается во внѣшнюю механическую работу, то оно исключи-

тельно идетъ на повышеніе температуры (отд. 20). Отсюда и получилось выраженіе внутренней энергіи газа

$$U = c_v T.$$

Неполное согласіе между опытными данными и результатами вычисленій, въ которыхъ участвовала эта величина энергіи, доказываетъ что тепло, сообщаемое газу, проявляется не только этими двумя путями, а производитъ еще и нѣкоторый третій эффектъ. Этотъ эффектъ, который надо искать внутри газа, заключается въ преодоленіи силъ взаимнаго притяженія его молекулъ, что проявляется сильнѣе всего у насыщенныхъ паровъ и слабѣе у перегрѣтыхъ. „Идеальный“ же газъ представляется такимъ, что взаимное притяженіе между его молекулами безконечно мало, такъ какъ расстоянія ихъ другъ отъ друга велики по сравненію съ ихъ величиной. Внутри такого газа тепло, сообщенное ему, и производитъ лишь повышеніе температуры, которое выражается приращеніемъ скорости молекулъ, находящихся въ быстромъ непрерывномъ движеніи.

Уклоненія газовъ отъ характеристическаго уравненія. Взаимное притяженіе молекулъ выражается напримѣръ у перегрѣтаго пара въ своеобразномъ характерѣ измѣненія теплоемкостей c_p и c_v съ измѣненіемъ температуры и давления (отд. 36); кромѣ того оно обнаруживается и въ томъ, что характеристическое уравненіе перегрѣтаго пара не совпадаетъ съ характеристическимъ уравненіемъ идеальнаго газа (съ закономъ Мариотта-Гей-Люссака).

При ближайшемъ экспериментальномъ изслѣдованіи законовъ Мариотта и Гей-Люссака въ примѣненіи ихъ къ газамъ оказывается, что оба закона лишь приблизительно вѣрны даже для наиболѣе постоянныхъ газовъ, хотя это приближеніе и весьма значительно при обычныхъ давленіяхъ и температурахъ.

Представимъ себѣ напримѣръ, что изотермы для температуръ высшихъ 35° , на фиг. 70, продолжены до давленія 1 ат, или еще дальше вправо; тогда и углекислота будетъ очень мало отличаться отъ газовъ. Это различіе становится еще меньше съ повышеніемъ температуры при томъ же небольшомъ давленіи. Въ этой области, изотерма, обращенная вогнутостью вверхъ, можетъ быть представлена равносторонней гиперболой

$$pv = \text{const.}$$

Однако, какъ видно изъ чертежа, такое представленіе тѣмъ менѣе возможно чѣмъ выше давленіе при одной и той же температурѣ. Дѣйствительно, при давленіяхъ близкихъ къ критическому, кривая сначала обращена вверхъ своей выпуклостью, а затѣмъ уже становится вогнутой, такимъ образомъ, въ этой области она совершенно не совпадаетъ съ гиперболой, т.-е. не отвѣчаетъ закону Мариотта.

Впрочемъ, чѣмъ выше температура при одномъ и томъ же давленіи, тѣмъ менѣе рѣзокъ поворотъ кривой вверхъ на высотѣ критиче-

скаго давленія. и, слѣдовательно, тѣмъ на большемъ протяженіи примѣнимъ законъ Мариотта. Изъ фиг. 70 видно, какъ сильно еще уклоняется отъ закона Мариотта изотерма 100° для CO_2 (при давленіяхъ отъ 50 до 100 ат), хотя она лежитъ уже значительно выше критической точки.

То же самое наблюдается въ этой области и по отношенію къ закону Гей-Люссака. При постоянныхъ давленіяхъ здѣсь объемъ не вполне точно пропорціоналенъ абсолютной температурѣ. Такъ напримѣръ, по уравненію Тумпирца для перегрѣтаго водяного пара имѣемъ:

$$(v + 0,016) : (v_1 + 0,016) = T : T_1,$$

т.е. уже другое соотношеніе, чѣмъ по закону Гей-Люссака

$$v : v_1 = T : T_1.$$

Поэтому вмѣсто характеристическаго уравненія $pv = RT$, получающагося отъ соединенія обоихъ законовъ для газовъ, между p , v и T должно быть другое, болѣе сложное соотношеніе, чтобы оно было пригодно для болѣе широкой области давленій и температуръ. Подобнымъ соотношеніемъ, пригоднымъ и для жидкаго состоянія, является уравненіе состоянія, данное ванъ-деръ-Ваальсомъ

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = RT.$$

При $T = \text{const.}$ это соотношеніе даетъ кривыя, которыя по характеру своего теченія совпадаютъ съ изотермами на фиг. 70. Однако точнаго численнаго совпаденія это равенство не даетъ, если даже на основаніи опытовъ давать коэффициентамъ a и b разныя значенія для разныхъ тѣлъ, т.е. a и b оказываются величинами переменными, даже для одного и того же тѣла.

Величину b можно представлять, какъ объемъ (или кратное его) молекулъ безъ промежутковъ; $v - b$ тогда есть объемъ промежутковъ. Въ газообразномъ состояніи объемъ молекулъ b малъ по сравненію съ общимъ объемомъ v , такъ что первымъ объемомъ можно пренебречь.

Членъ $\frac{a}{v^2}$ отмѣчаетъ вліяніе взаимнаго притяженія молекулъ на давленіе p , и въ случаѣ газообразнаго состоянія онъ совсѣмъ выпадаетъ.

Въ особенности согласныя опытыя данныя въ этомъ направленіи были получены Амагъ. Для самыхъ разнообразныхъ газовъ и паровъ получалось все время одно и то же, по характеру, протеканіе изотермъ, подобное указанному на фиг. 70 для углекислоты, но съ большими численными отклоненіями въ зависимости отъ рода тѣла ¹⁾.

Сжатіе воздуха по способу Линде. Этотъ способъ основанъ на разсмотрѣнномъ въ началѣ даннаго отдѣла небольшомъ охлажденіи дѣйствительныхъ газовъ, при тор-

¹⁾ Подробное и наглядное описаніе этихъ опытовъ смотри Хвольсонъ, Курсъ физики, III томъ. Телдота.

Воздух сжимается компрессором до 100 ат и болѣе. Сжатый воздух тормозится при помощи дроссельнаго вентиля, введеннаго въ трубопроводъ, до болѣе низкаго (но все еще значительнаго) давленія, какъ это дѣлается при холодильныхъ машинахъ, работающихъ парами. Мятый воздухъ опять всасывается компрессоромъ, снова сжимается, и затѣмъ опять подвергается мятію. Такимъ образомъ, онъ совершаетъ все время повторяющійся циклъ между двумя заданными давленіями.

Пусть напимѣръ воздухъ былъ сжатъ до 100 ат. и затѣмъ смятъ до 20 ат; тогда, согласно предыдущей формулѣ торможения, при этомъ произойдетъ паденіе температуры на

$$\Delta t = 0,27,80 = 21,6^{\circ}.$$

Слѣдовательно, если сжатый воздухъ обладалъ температурой напимѣръ 25° , то мятый воздухъ будетъ уже имѣть температуру только $25 - 21,6 = 3,4^{\circ}$. Этотъ болѣе холодный воздухъ опять вводится въ компрессоръ по принципу противотока для выходящаго изъ него болѣе теплаго воздуха.

Болѣе узкая вѣтвь со сжатымъ воздухомъ помѣщена концентрично внутри болѣе широкой всасывающей трубы, которая хорошо изолирована снаружки. Благодаря большой длинѣ (100 м) трубопровода энергичный обмѣнъ тепла между обѣими вѣтвями обеспеченъ. Если бы имѣлъ мѣсто полный обмѣнъ тепла, то сжатый воздухъ отдастъ бы весь свой „холодъ“ сжатому воздуху, а самъ нагрѣлся бы до начальной температуры сжатого воздуха. Послѣдній же, наоборотъ, охладился бы до начальной температуры смятого воздуха, и съ этой температурой, т.-е. въ нашемъ случаѣ при $3,4^{\circ}$, пошелъ бы къ дроссельному вентилу. При прохожденіи черезъ него онъ снова бы сжидился, и, такъ какъ паденіе давленія остается прежнимъ, опять круглымъ числомъ на $21,6^{\circ}$, такъ что въ смятомъ состояніи онъ имѣлъ бы во время второго кругооборота температуру только $3,4 - 21,6 = -18,2^{\circ}$. Этотъ воздухъ при обратномъ теченіи опять отдаетъ свой холодъ идущему навстрѣчу сжатому воздуху. Если приборъ работаетъ совершенно, то мятый воздухъ нагрѣлся бы до начальной температуры сжатого воздуха, въ то время какъ послѣдній охладился бы до $-18,2^{\circ}$. Если такой кругооборотъ повторяется много разъ, то мятый воздухъ охлаждается все больше и больше, и наконецъ достигаетъ состоянія насыщеннаго пара. Тогда онъ частью сгущается въ жидкость, которая и собирается въ сосудѣ, устроенномъ за вентилемъ.

Съ этого момента начинаетъ работать уже и второй компрессоръ для введенія въ кругооборотъ свѣжаго воздуха, чтобы, несмотря на сжиженіе части воздуха, давленіе поддерживалось на одной высотѣ, и чтобы вводить новыя порціи воздуха для сжиженія.

Такимъ образомъ, надо различать два періода: періодъ пуска въ ходъ и періодъ установившейся работы. На пускъ въ ходъ могутъ потребоваться цѣлыя часы, ибо приходится охлаждать не только воздухъ, но также и трубопроводъ и изолирующую массу, кромѣ того и совершенной изоляціи выполнить невозможно.

Примѣненія теоріи паровъ.

53. Работа пара въ поршневой паровой машинѣ.

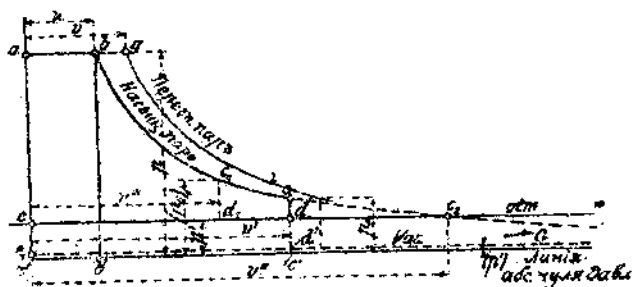
Свѣжій паръ изъ пароваго котла входитъ черезъ впускной каналъ, фиг. 73, въ цилиндръ въ теченіе нѣкоторой части хода поршня z_1 , (періодъ впуска) — линія ab на p -и v -диаграммѣ. Въ точкѣ b при помощи парораспределительнаго прибора (золотника, двухпорный клапанъ, кранъ) впускъ свѣжаго пара прекращается. Паръ, заключенный въ цилиндрѣ, расширяется по мѣрѣ движенія поршня впередъ, при чемъ давленіе пара все время уменьшается — линія bc . Во внутренней мертвой точкѣ c (или нѣсколько раньше) парораспределительный органъ открываетъ выпускной каналъ и паръ выпускается или наружу, или въ разрѣженное и холодное пространство (конденсаторъ), въ

и 54. Ближайшее рассмотрение этих и подобных имъ явлений выходило бы изъ рамокъ этой книги¹⁾.

Теперь мы рассмотримъ вопросъ о томъ, какое количество механической работы можно получить при помощи идеальнаго процесса изъ 1 кг пара при определенныхъ отношеніяхъ давленій и температуръ.

Работа идеальнаго процесса. Работа, отданная паромъ за одинъ ходъ одной сторонѣ поршня, выражается площадью замкнутой uv диаграммы (отд. 14). При однихъ и тѣхъ же количествахъ пара эта площадь, фиг. 74, можетъ имѣть весьма различныя величины. Пусть ab , фиг. 74, есть объемъ 1 кг (или какого-либо, другого количества) пара въ томъ состояніи, въ которомъ онъ приходитъ изъ котла, а $V' = (ed)$ есть рабочій объемъ парового цилиндра; тогда паръ совершитъ въ цилиндрѣ работу $(abcde)$.

Если рабочій объемъ будетъ меньше V' , напримѣръ $V'' = (ed_1)$, то будетъ отдана лишь работа abc_1d_1e , меньшая на c_1dd_1 .



Фиг. 74.

При заданномъ противодавленіи p' паръ совершитъ наибольшую возможную работу лишь въ томъ случаѣ, если рабочій объемъ такой величины, что конечное давленіе расширенія какъ разъ равно противодавленію. Диаграмма abc_1e представляетъ этотъ случай при работѣ на выхлопъ, а $abc_2c_1e_1$ — при работѣ съ конденсаціей.

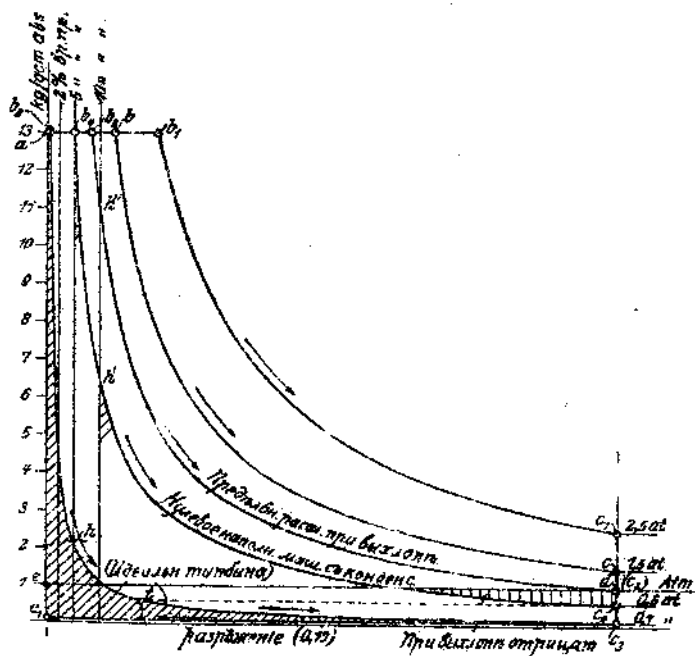
Пусть мы имѣемъ цилиндръ съ заданнымъ рабочимъ объемомъ; тогда при определенномъ начальномъ давленіи использование пара будетъ тѣмъ совершеннѣе, чѣмъ меньше выбрано конечное давленіе расширенія, чѣмъ меньше, слѣдовательно, вводится пара въ цилиндръ при каждомъ рабочемъ періодѣ. Однако на практикѣ это пониженіе конечнаго давленія можно доводить лишь до извѣстнаго предѣла, ибо наконецъ наступитъ такой моментъ, когда потери благодаря охлажденію стѣнокъ цилиндра превзойдутъ приращеніе работы пара.

Начертимъ рядъ диаграммъ, фиг. 75, при одномъ и томъ же рабочемъ объемѣ, какъ и на фиг. 74, напримѣръ при v (Конечныя давленія на

¹⁾ Болѣе подробно о теории действительныхъ явленій теченія см. Проф. К. И. Гли-
нелевскій. Рабочій процессъ паровой машины (распродано); статья въ Z. d. V. d. I. 1907,
W. Schüle, Zur Dynamik der Dampfströmung in der Kolbendampfmaschine, была уже
упомянута въ отдѣлѣ 49.

объёмных фигурах у диаграмм одинаково обозначенных приблизительно равны). Все эти диаграммы могут иметь место у одной и той же машины; большая, как $abcde$, при более значительной нагрузке, а меньшая диаграмма, как ab_2de — при меньшей нагрузке.

Очевидно, что у поршневой машины, по крайней мере у одноцилиндровой с высоким начальным давлением, не может быть диаграммы, вроде ab_2c_2e , так как вредное пространство обуславливает при заданном начальном давлении вполне определенный минимум конечного давления расширения, и этой наименьшей величины перейти уже нельзя. Так например, при вредном пространстве в 5% и давлении впуска 13 ат расширение может дойти, в самом



Фиг. 75.

благоприятном случае, лишь до 0,6 ат абс., фиг. 75, линия bc_4 . При этом цилиндр работает уже с „нулевым наполнением“, т.е. лишь тем паром, который заполняет вредное пространство. Может, конечно, иметь место и меньшее конечное давление, но только в том случае, если вредное пространство будет заполнено лишь отчасти; при чем в этом случае начальное давление уже не достигает давления свѣжаго пара. Так например, если бы мы пожелали получить в такой машинѣ конечное давление равным 0,1 ат, то надо было бы наполнить вредное пространство паром 13 ат лишь настолько, чтобы давление в немъ было лишь 2 ат. т.е. до пункта h , фиг. 75. Тогда впускной каналъ будетъ открытъ лишь на очень короткое время и отсѣчка произойдетъ раньше мертвой точки. Такимъ образомъ работают и въ действительности машины с большимъ вреднымъ пространствомъ

при малой нагрузкѣ; при этомъ высокое давленіе въ котлѣ бесполезно. На нѣчто подобное же указываютъ точки h' и h'' для машины съ вреднымъ пространствомъ въ 10%, и конечныхъ давленійхъ соответственно 0,6 и 1 ат.

Рабочій объемъ, т.-е. величина парового цилиндра, который долженъ обладать опредѣленной мощностью, опредѣляется тѣмъ конечнымъ давленіемъ расширенія, съ которымъ должна работать машина. Чѣмъ меньше выбрано послѣднее, тѣмъ меньше выходитъ и наполненіе при опредѣленной величинѣ рабочего объема, фиг. 75 тѣмъ меньше и площадь діаграммы, а слѣдовательно и среднее рабочее давленіе (отд. 14). Чтобы мощность, пропорціональная произведенію изъ рабочего объема на среднее давленіе, достигла напередъ назначенной величины, необходимо, слѣдовательно, дѣлать рабочий объемъ тѣмъ больше. Чѣмъ меньше выбрано конечное давленіе расширенія. Использование пара будетъ тѣмъ лучше, чѣмъ меньше это давленіе, (не переходя только упомянутого предѣла, обусловливаемого охлажденіемъ), тѣмъ меньше, слѣдовательно, будутъ и издержки на горючее. Въ дѣйствительности же издержки, приходящіяся на 1 kg пара, обусловливаются не однимъ только расходомъ на топливо но также и стоимостью установки, стоимостью ухода и расходомъ на смазку. Но стоимость установки возрастаетъ вмѣстѣ съ величиной машины. Поэтому то при работѣ на выхлопъ примѣняютъ какъ норму конечнаго давленія приблизительно отъ 1,2 до 1,6 ат, а при работѣ съ конденсаціей отъ 0,6 по 1 ат abs.

Въ противоположность паровымъ машинамъ, паровыя турбины работаютъ при возможно низкихъ конечныхъ давленіяхъ, которыя опускаются даже ниже 0,1 ат. Поэтому для послѣднихъ рабочая площадь ab, c, e_1 будетъ нормальной. По сраженію съ поршневою машиной, работающей съ конечнымъ давленіемъ 0,6 ат (точка c , или t), у турбинъ использована кромѣ того еще заштрихованная площадь подъ tc_3 , фиг. 75. Этотъ прибавокъ, какъ видно, весьма значителенъ, и тѣмъ больше, чѣмъ при меньшемъ давленіи въ конденсаторѣ работаетъ турбина. Такимъ образомъ, для турбинъ полезно возможно полное разреженіе.

Величина работы L_0 , соответствующая площади $abcde$, фиг. 74, вычисляется просто, если извѣстенъ законъ расширенія. Для идеальной діаграммы принимаютъ адиабатическое расширеніе. Тогда для кривой bc имѣемъ

$$pv = \text{const.}$$

гдѣ

$$k = 1.135$$

для сухого насыщеннаго пара

и

$$k = 1.3$$

для перегрѣтаго пара.

Рабочая площадь L_0 составляется изъ

$$(abb'a') = pv \text{ (работа полного давления),}$$

$$(bcc'b') = \frac{1}{k-1} (pv - p_* v')$$

(абсолютная работа расширения, см. отд. 39) и

$$-(cdc'a') = -p'v'$$

(работа сопротивления).

Слѣдовательно, работа одного кг пара будетъ

$$\begin{aligned} L_0 &= pv + \frac{1}{k-1} (pv - p_* v') - p'v' = \\ &= \frac{k}{k-1} pv - \frac{1}{k-1} p_* v' - p'v' = \\ &= \frac{k}{k-1} pv \left(1 - \frac{1}{k} \frac{p_* v'}{p v} - \frac{k-1}{k} \frac{p' v'}{p v} \right) \end{aligned}$$

Но

$$\frac{v'}{v} = \left(\frac{p}{p_*} \right)^{\frac{1}{k}},$$

а слѣдовательно

$$\frac{v' p_*}{v p} = \left(\frac{p_*}{p} \right)^{\frac{k-1}{k}}$$

Подставимъ

$$\varepsilon_p = \frac{p}{p_*}$$

(степень расширения по давленію),
получимъ

$$L_0 = \frac{k}{k-1} pv \left[1 - \frac{1}{\varepsilon_p^{\frac{k-1}{k}}} \left(\frac{1}{k} + \frac{k-1}{k} \frac{p'}{p_*} \right) \right]$$

L_0 достигаетъ наибольшей величины, какъ уже упомянуто выше, при полномъ расширеніи до величины противодавленія, $p_* = p'$. Тогда

$$L_{0max} = \frac{k}{k-1} pv \left[1 - \left(\frac{p'}{p} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]$$

У перегрѣтаго пара линия расширения gi , фиг. 74, лежитъ выше, чѣмъ у насыщеннаго, такъ какъ при одномъ и томъ же начальномъ давленіи объемъ $ag = v$ одного кг перегрѣтаго пара больше, чѣмъ объемъ v_s одного кг насыщеннаго пара.

Впрочемъ, формулы пригодны для обоихъ состояній пара. Работа 1 кг перегрѣтаго пара, какъ видно на фиг. 74, при одинаковомъ конечномъ давленіи будетъ больше, чѣмъ работа 1 кг насыщеннаго

Болѣе подробно объ этомъ см. ниже. Относительно перехода перегрѣтаго пара въ насыщенный во время растиренія см. конецъ отд. 396.

На практикѣ за предѣльныя величины конечныхъ давленій и противодавленій считаются слѣдующія:

При работѣ съ конденсаціей

$$p_1 = 0.5 \text{ до } 0.7 \text{ at abs.}; \quad p' = 0.10;$$

при работѣ на выпускъ

$$p_2 = 1.00; \quad p' = 1.00$$

На фиг. 76 указаны вычисленныя по уравненію для L_0 соответственныя этимъ давленіямъ значенія работы, какъ для насыщеннаго, такъ и для пара перегрѣтаго до 350° , при давленіяхъ выпуска отъ 4 до 13 at abs. Далѣе относительно этой фигуры см. ниже

Расходъ пара въ килограммахъ на силочасъ $= 3600.75$ шкг подсчитывается по L_0 такъ

$$C_0 = \frac{3600.75}{L_0} = \frac{270000}{L_0}$$

Термическій идеальный коэффициентъ есть отношеніе идеальной работы пара L_0 къ механическому эквиваленту теплоты λ , затраченной на получение 1 kg пара, т.-е.

$$\eta_t = \frac{L_0}{427}$$

Для насыщеннаго пара при питательной водѣ въ $+30^\circ$, λ заключена въ предѣлахъ отъ 639 до 624 (при давленіи отъ 13 до 3 at abs). Такимъ образомъ, для болѣе высокихъ давленій можно принимать среднюю величину 635. Тогда

$$\eta_t = \frac{L_0}{271145}$$

Или также

$$\eta_t \approx \frac{1}{C_0}$$

Для перегрѣтаго до 350° пара при питательной водѣ въ 30° , λ на основаніи мюнхенскихъ значеній теплоемкостей, для пара отъ 13 до 3 at abs. заключена между 724 и 729. Слѣдовательно, при высокихъ давленіяхъ (при 350°) можно считать $\lambda = 726$. Тогда

$$\eta_t = \frac{L_0}{310000}$$

или

$$\eta_t = \frac{0.811}{C_0}$$

Приведенный расход перегрѣтаго пара. Непосредственно сравнивая данныя о расходѣ перегрѣтаго и насыщеннаго пара нельзя составить никакого сужденія о степени использованія тепла въ томъ и другомъ случаѣ, такъ какъ на практикѣ, съ точки зрѣнія расхода горючаго, важно не столько количество израсходованнаго пара, сколько расходъ тепла въ калоріяхъ. Пусть λ , есть полная теплота насыщеннаго пара; тогда для перегрѣтаго пара того же давленія при перегрѣвѣ на τ она равна $\lambda + (c_p)_m \tau$. Такимъ образомъ, 1 kg перегрѣтаго пара содержитъ больше тепла, чѣмъ 1 kg насыщеннаго въ отношеніи

$$\frac{\lambda + (c_p)_m \tau}{\lambda} = 1 + \frac{(c_p)_m \tau}{\lambda}.$$

На эту величину и надо умножать расходъ перегрѣтаго пара въ паровой машинѣ, чтобы сдѣлать его сравнимымъ съ расходомъ насыщеннаго пара (приведенный расходъ пара). Въ предыдущемъ примѣрѣ эта величина равна $\frac{726}{635} = 1,142$. Это число пригодно и для величинъ расходовъ въ дѣйствительныхъ машинахъ. Безъ такой поправки расходъ пара въ машинѣ, работающей перегрѣтымъ паромъ, казался бы слишкомъ выгоднымъ.

Объясненіе къ фиг. 76. Эта фигура содержитъ слѣдующія величины, вычисленныя по предыдущимъ формуламъ, для давленій въ котлѣ отъ 8 до 13 ат:

1. работа 1 kg пара (L_0 mkg),
2. термическій идеальный коэффициентъ (η въ %),
3. расходъ пара на силочасъ (C_0 kg)

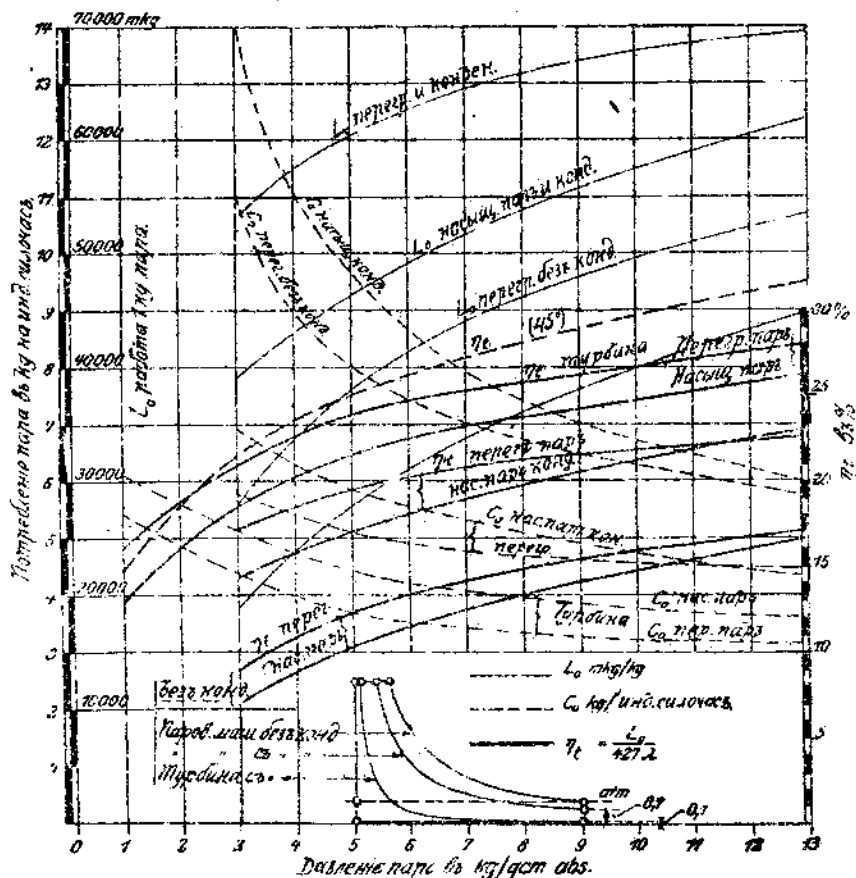
при работѣ на выхлопъ и съ конденсацией, для насыщеннаго и перегрѣтаго (до 350°) пара. По вычерченной рабочей диаграммѣ видно, что конечное давленіе принято во всѣхъ случаяхъ: при работѣ на выхлопъ равнымъ 1,0 ат abs., а при работѣ съ конденсацией—0,7 ат; эти величины взяты какъ наименьшія, употребляющіяся въ поршневой машинѣ при нормальной нагрузкѣ. Сособразно съ этимъ фиг. 76 содержитъ идеальныя предѣльныя значенія L_0 , η и C_0 (для перегрѣтаго пара C_0 — приведенный расходъ) въ употребляющихся теперь границахъ давленій пара и степеней перегрѣва; а также значенія этихъ же величинъ для паровыхъ турбинъ съ конденсацией и вакуумомъ въ 0,1 ат.

Изъ фиг. 76 ясно обнаруживается весьма значительное преимущество высокихъ давленій; въ самомъ дѣлѣ, всѣ кривыя L_0 растутъ вмѣстѣ съ давленіемъ. Такъ какъ, кромѣ того, расходъ тепла въ котлѣ (4) лишь немного больше при высокихъ давленіяхъ, чѣмъ при низкихъ, то вмѣстѣ съ давленіемъ поднимаются и всѣ кривыя для η . Такимъ образомъ, въ механическую работу превращается тѣмъ большее количество затраченнаго тепла, чѣмъ выше давленіе.

Полезъ конденсациі явствуется изъ того, что всѣ кривыя L_0 и η при работѣ съ конденсацией лежатъ значительно выше, чѣмъ при работѣ на выхлопъ. Благодаря конденсациі 1 kg насыщеннаго пара даетъ въ среднемъ при всѣхъ давленіяхъ приблизительно на 17500 mkg большую работу чѣмъ при работѣ на выхлопъ, а 1 kg перегрѣтаго пара — въ среднемъ на 20000 mkg. — Использование тепла при 5 ат и работѣ на выхлопъ составляетъ лишь 10,3%, а при работѣ съ конденсацией 17%, т.е. въ послѣднемъ случаѣ использование тепла лучше на $\frac{17 - 10,3}{10,3} \cdot 100 = 65\%$. При 13 ат конденсация все таки еще даетъ выгоду въ 36,4%.

Примѣненіе перегрѣтаго пара даетъ для работы (L_0) 1 кг пара значительное увеличеніе, которое при работѣ съ конденсаціей при высокихъ давленіяхъ равно въ среднемъ 10000 mkg/kg а при низкихъ—круглымъ числомъ даже 13000 mkg. При работѣ на выпускъ термическій идеальный коэффициентъ при перегрѣтомъ парѣ также выше, тѣмъ при насыщенномъ, для всякихъ давленій; однако разица съ повышеніемъ давленія уменьшается.

При работѣ съ конденсаціей то же самое имѣетъ мѣсто для низкихъ давленій. Послѣ перехода черезъ 9 ат и очень быстро приближается къ значеніямъ его для на-

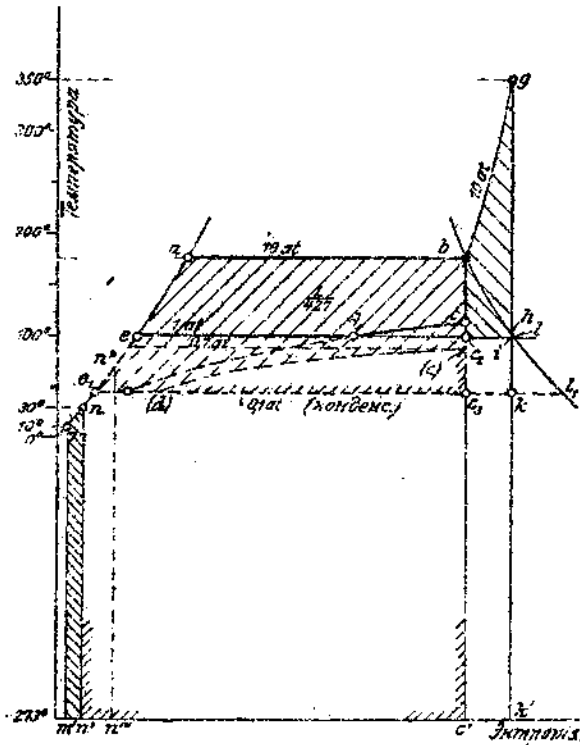


Фиг. 76

сыщенного пара, достигая естъ при давленіи приблизительно въ 11,8 ат, и затѣмъ уже становится меньше ихъ. Такимъ образомъ, при давленіяхъ отъ 10 до 13 ат использованіе тепла перегрѣтаго пара лишь немного равняется отъ использованія тепла насыщеннаго пара при тѣхъ же давленіяхъ впуска и конца расширенія. Разумѣется, что это вѣрно лишь для идеальнаго процесса, въ дѣйствительныхъ же машинахъ, въ виду меньшихъ потерь отъ охлажденія, перегрѣтый паръ даетъ и здѣсь значительныя выгоды. Слѣдуетъ замѣтить, что для правильного сравненія съ насыщеннымъ паромъ вездѣ брались приведенные расходы перегрѣтаго пара, а не истинныя величины расходовъ его..

54. Энтропийная диаграмма идеального процесса паровой машины для насыщенного и перегретого пара.

Какъ выяснено въ отд. 37, количество тепла, которое расходуется для получения насыщенного или перегретого пара изъ жидкой воды, можетъ быть представлено въ видѣ площади въ TS диаграммѣ. Но въ этой же диаграммѣ можно изобразить также площадью и ту часть этого тепла, которая можетъ быть превращена въ работу въ паровой машинѣ. Отношеніе этой площади къ площади, выражающей полный расходъ тепла, указываетъ на степень возможнаго использованія тепла,



Фиг. 77.

-е. даетъ термическій идеальный коэффициентъ. Это послѣднее обстоятельство и составляетъ преимущество TS диаграммы передъ рабочей диаграммой, которая указываетъ только, сколько тепла превращено въ работу, а не даетъ количества всего израсходованнаго тепла.

На фиг. 77 предположено, что питательная вода пологрѣта до 30° , пунктъ n . Она превращается въ насыщ. паръ 10 at abs. Затраченное при этомъ тепло (λ) выражается, согласно отд. 37, площадью ($nabc'n'n$)

Если отвлечься, какъ это и дѣлаютъ при разсмотрѣннн идеальнаго процесса паровой машины, отъ всѣхъ потерь тепла, то площадь идеальной рабочей диаграммы представить механическій эквивалентъ превращеннаго въ работу тепла. Паръ, выходя изъ машины, долженъ со-

держатъ тепла меньше, чѣмъ при входѣ въ нее, какъ разъ на эту величину. Если предположимъ кромѣ того еще и полное расширеніе до противодавленія p' , то каждая частица пара покидаетъ машину съ давленіемъ p . Паросодержаніе (влажнаго) отработавшаго пара представится при работѣ на выхлопъ отношеніемъ отрезковъ ec_2 къ el , а при работѣ съ конденсаціей—отношеніемъ $e_1c_3 : e_1l_1$, такъ какъ въ обоихъ случаяхъ паръ при адиабатическомъ расширеніи по bc_2 достигаетъ соответственно точекъ c_2 и c_3 . Влажный отработавшій паръ превращается въ атмосферѣ или въ конденсаторѣ, при постоянномъ давленіи, въ жидкое состояніе и охлаждается, какъ предположено, до 30° . При этомъ паръ отдаетъ во внѣ количества тепла $(ec_2c'n'ne)$ или $(e_1c_3c'n'ne)$. Эти количества тепла меньше чѣмъ тепло, сообщенное пару въ котлѣ, на величину площади (abc_2e) при работѣ на выхлопъ, и на площадь (abc_3e_1) при работѣ съ конденсаціей. Последнія площади представляютъ количества тепла, исчезнувшія какъ таковыя, и превращенныя въ машинѣ въ работу; онѣ равны площади L_0 (въ тепловыхъ единицахъ) рабочей диаграммы (обозначенной одинаковыми буквами) фиг. 74.

Слѣдовательно, термическій идеальный коэффициентъ (для насыщеннаго пара) при работѣ на выхлопъ представляется отношеніемъ площадей $(abc_2e) : (nabc'n'n)$, при работѣ съ конденсаціей—отношеніемъ $(abc_3e_1) : (nabc'n'n)$

Короче это можно выразить такъ

$$\lambda - \lambda' = \frac{1}{427} L_0,$$

гдѣ λ есть полная теплота пара въ котлѣ по таблицамъ для пара, а λ' — полная лота влажнаго отработавшаго пара

$$\lambda' = q' + xr';$$

во

$$x = \frac{ec_2}{el}$$

при работѣ на выхлопъ, и при работѣ съ конденсаціей

$$x = \frac{e_1c_3}{e_1l_1}$$

Поэтому получимъ также

$$\eta_i = \frac{\lambda - \lambda'}{\lambda} = 1 - \frac{\lambda'}{\lambda}.$$

При перегрѣтомъ парѣ расходъ тепла, согласно отд. 36, равенъ площади $(n'nabgk'n')$. Въ примѣрѣ, взятомъ на фиг. 77 (10 at и 350°), паръ въ концѣ (полнаго) расширенія оказывается уже не перегрѣтымъ болѣе, а влажнымъ, какъ при работѣ на выхлопъ, такъ и при работѣ съ конденсаціей (точки i и k). Слѣдовательно, тепло, уносимое паромъ, равно соответственно площадямъ $eik'n'ne$ и $e_1kk'n'n$. Тепло, обращенное въ работу, равно поэтому при работѣ на выхлопъ площади $(abgie)$, а

при работѣ съ конденсаціей — площади ($abgke_1$). Обѣ площади значительно больше соответствующихъ площадей при насыщенномъ парѣ, но за то и площади полныхъ расходовъ тепла при перегрѣтомъ парѣ больше тѣхъ же площадей при насыщенномъ на величину ($bgk'c'd$); поэтому-то и термическій идеальный коэффициентъ, подсчитанный другимъ путемъ, въ отд. 53, при работѣ перегрѣтымъ паромъ не настолько уже выше, чѣмъ при насыщенномъ. При работѣ на выхлопъ относительная выгода перегрѣва въ идеальномъ процессѣ оказывается больше, чѣмъ при работѣ съ конденсаціей потому, что въ первомъ случаѣ площадь ($bgic_2$), приобретенная благодаря перегрѣву, выходитъ больше по отношенію къ площади (abc_2e), чѣмъ немного лишь большая площадь ($bgke_2b$) по сравненію съ значительной уже площадью (abc_2e) во второмъ случаѣ. Такимъ образомъ, смотря по обстоятельствамъ, выгода, доставляемая перегрѣвомъ, бываетъ весьма различна, теоретически она можетъ даже и совершенно исчезнуть (отд. 53).

Довольно значительнаго повышенія термического идеальнаго коэффициента (машины и котла вмѣстѣ) можно достигнуть, используя отработавшій паръ для подогреванія питательной воды. Это уже выполнено до нѣкоторой степени (до 30°) на фиг. 77. Если питательная вода, изъ колодца или другого источника, имѣетъ температуру 10° , а будетъ подогреваться отработавшимъ паромъ до 30° , то количество употребленной на это теплоты, представляемое площадью $m'n'n'$, будетъ очень невелико, поэтому оно нигдѣ выше и не вошло въ вычисленія. Но при работѣ на выхлопъ отработавшій паръ имѣетъ температуру около 100° , поэтому и подогревъ можетъ идти значительно выше 30° . Такъ напримѣръ, при подогревѣ до 70° приобретается площадь $m'n''n''m'$. Подогревъ возможенъ даже до 100° , такъ какъ отработавшій паръ содержитъ приблизительно въ 6 разъ больше тепла, чѣмъ его требуется для подогреванія воды до 90° .

Подобныя же слѣдствія влечетъ за собой и подогревъ питательной воды уходящими газами изъ котла.

Неполное расширение. Если конечное давленіе расширения $p_2 > p'$, (фиг. 74, диаграмма $a b c d e$), то, по сравненію съ полнымъ расширеніемъ, теряется при работѣ на выхлопъ рабочая площадь (cc_2d), а при работѣ съ конденсаціей площадь (cc_2d'). При этомъ паръ выходитъ, какъ и прежде, или при атмосферномъ давленіи на волю, или въ конденсаторъ, при имѣющемся тамъ давленіи p' . Но при этомъ паръ уже движется не съ той небольшой скоростью, которую сообщалъ ему при выталкиваніи поршень, а со значительно большей скоростью истеченія, получающейся благодаря разности давленій. Кинетическая энергія этого течения и будетъ потеряна для паровой машины.

Эту потерю можно изобразить также и въ энтропійной диаграммѣ. Въ рабочей диаграммѣ потерянную площадь cc_2d можно ограничить такъ: адиабатой расширения всей массы пара по cc_2 , изобарой охлажденія c_2d , соответствующей давленію p' и изоплерой нагреванія dc . Въ энтропійной диаграммѣ первому процессу соответствуетъ вертикаль cc_2 ,

второму—горизонталь c_1d , и третьему—изоплера dc . Такъ какъ положеніе точки c въ энтропійной діаграммѣ можетъ быть опредѣлено по давленію p_1 , т.-е. по соответствующей ему температурѣ, то можно, такимъ образомъ, нанести и cd , согласно отд. 41. Въ энтропійной діаграммѣ площадь (cdc_1) представляетъ потерянную работу въ тепловыхъ единицахъ, а площадь $abcde$ —полеаную работу при неполномъ расширеніи: на фиг. 77 p_1 взято равнымъ 1,6 at abs.

Изоплера нанесена также и для работы съ конденсацией [точки (c_1 и d)] при конечномъ давленіи расширенія $p_2=0,7$ at abs. При этомъ конечномъ давленіи потеря, благодаря неполному расширенію, еще значительнѣе, какъ это здѣсь гораздо яснѣе видно, чѣмъ изъ рабочей діаграммы. Эта потеря неизбежна для поршневыхъ машинъ, и напротивъ устранима въ паровыхъ турбинахъ: въ послѣднихъ паръ можетъ расширяться до 0,1 at и еще дальша, все еще производя работу.

55 Вліяніе вреднаго пространства и сжатія на теоретическій расходъ пара.

Дѣйствительный рабочий процессъ всѣхъ поршневыхъ паровыхъ машинъ имѣетъ слѣдующія два отклоненія отъ идеальнаго: вредное пространство и сжатіе пара на обратномъ ходѣ. Благодаря этому и діаграмма дѣйствительнаго процесса паровой машины отклоняется отъ идеальной, фиг. 73, отд. 53.

Спрашивается, какое же вліяніе оказываютъ вредное пространство и сжатіе на работоспособность (L_0) пара, или, что то же самое, на расходъ пара (C_0) на силочасъ.

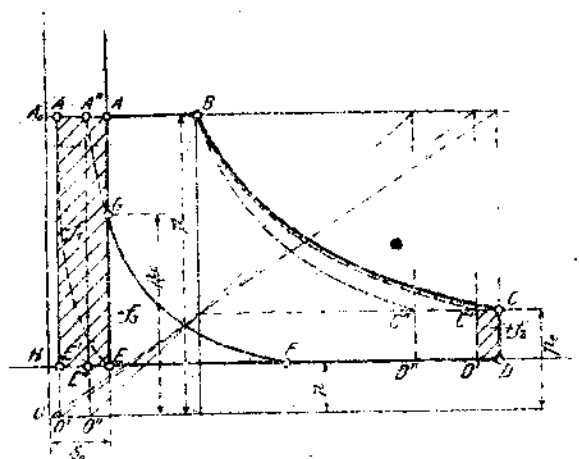
Фиг. 78 содержитъ двѣ діаграммы, одну ($ABCDE$) безъ сжатія, а другую ($ABCD'FG$) со сжатіемъ, но обѣ для одной и той же величины вреднаго пространства s_0 .

Діаграмма безъ сжатія, $ABCDE$. Когда поршень послѣ одного рабочаго періода возвращается во внутреннюю мертвую точку, вредное пространство бываетъ наполнено паромъ при давленіи выхода p' , точка E . Благодаря притоку въ мертвой точкѣ свѣжаго пара давленіе далѣе поднимается отъ p' до p , линія EA . Линія наполненія пусть будетъ AB . Количество пара, притекашаго въ дѣйствительности будетъ не равно AB , а больше, такъ какъ наполняется не только объемъ, описанный поршнемъ, но и (отчасти) вредное пространство.

Чтобы имѣть возможность опредѣлить количество пара, соответствующее вредному пространству, представимъ себѣ, что остатокъ пара, съ объемомъ HE , сжимается по линіи EA' , (приблизительно, равностронняя гипербола), до давленія p при этомъ онъ займетъ объемъ A_1A' . Такимъ образомъ, при наполненіи должно притечь количество пара, отвѣчающее отрубку $A'B$. Это количество пара $A'B$, расширяясь до того же конечнаго давленія p , совершило бы въ цилиндрѣ безъ вреднаго пространства работу $A'BC'D'E$. Эта площадь больше дѣйствительной

площади $ABCDE$ на разность $f_1 - f_2$, которая и представляет потерю работы, вызванную вредным пространством

Чѣмъ меньше давление p' , тѣмъ ближе точка A' къ A_0 и O къ O_0 ; тѣмъ меньше отклоняется и линия расширения, съ началомъ координатъ въ O' , отъ дѣйствительной, такъ что наконецъ площадь f_2 становится почти равной нулю ($f_2 \approx 0$), тогда площадь $f_1 = A_0 A E H$ (наибольшая величина потери)



Фиг. 79.

Если $f = ABCDE$ есть площадь дѣйствительной диаграммы, то при отсутствіи вреднаго пространства паръ совершилъ бы работу, соотвѣтствующую площади $f + f_1 - f_2$, т. е. больше въ отношеніи

$$\frac{f + f_1 - f_2}{f} = 1 + \frac{f_1 - f_2}{f}.$$

Въ томъ же отношеніи $\varphi = 1 + \frac{f_1 - f_2}{f}$ увеличивается и расходъ пара, благодаря вредному пространству

Если среднее давленіе есть p_m , а $ED = 1$, то $f = p_m$. Для очень малаго p (конденсация) будетъ: $f_2 = 0$ и $f_1 = (p - p')s_0$, такъ что

$$\varphi = 1 + s_0 \frac{p - p'}{p_m}.$$

Но такъ какъ при частичномъ наполненіи p_m всегда меньше $p - p'$, при чемъ разниця между этими величинами тѣмъ больше, чѣмъ меньше наполненіе то и относительное увеличеніе расхода пара будетъ значительно болѣе величины s_0 вреднаго пространства.

Такъ напр. при

$$p = 9, \quad p' = 0,1, \quad p_m = 3$$

$$\varphi \approx 1 + 3s_0.$$

Въ этомъ случаѣ вредное пространство въ 100% увеличиваетъ расходъ пара (при отсутствіи сжатія) на 300% противъ идеальной величины.

Вліяніе сжатія. Діаграмма $ABCD\Gamma G$. Здѣсь въ концѣ рабочаго періода во вредномъ пространствѣ остается паръ съ давленіемъ p_0 , точка G . Если, какъ выше, сжать этотъ паръ до давленія впуска, то онъ занялъ бы объемъ A_0A'' . Чтобы теперь наполнить цилиндръ до точки B , необходимо количество пара $A''B$. Въ цилиндрѣ безъ вреднаго пространства (начало координатъ въ O'') этотъ паръ могъ бы совершить работу $A''B\Gamma'D'E'A''$. Площадь прямоугольника $A''AEE'' = f'_1$, которая раньше выражала главную часть потери, теперь значительно меньше. Площадь f'_2 нельзя разсматривать какъ потерю, такъ какъ при расширеніи отдается обратно пару та работа, которая была у него ваята при сжатіи; это обнаруживается въ значительно большей противъ прежней величинѣ площади f'_2 , между линіями BCD и $BC'D'$. Поэтому и разность $f'_2 - f_2$ во всякомъ случаѣ не такъ велика (подобно тому какъ прежде площадь f_2). Площадь f'_1 , какъ и раньше, остается наибольшей. Но и она совершенно исчезаетъ, когда сжатіе будетъ доведено до давленія впуска. Однако, болѣе точное изслѣдованіе показываетъ, что вліяніе вреднаго пространства становится наименьшимъ не при этой предѣльной величинѣ, а при нѣкоторой меньшей, въ зависимости отъ обстоятельствъ.

Если имѣть въ виду вліяніе лишь объема (но не поверхности) вреднаго пространства, то это вліяніе можетъ быть совершенно устранено лишь полнымъ сжатіемъ при одновременномъ полномъ же и расширеніи.

Въ виду цѣлаго ряда причинъ практическаго характера, въ разсмотрѣніе которыхъ входитъ здѣсь было бы неумѣстнымъ, большей частью не доводятъ сжатія до давленія впуска. Въ одноцилиндровой машинѣ съ конденсаціей этого вообще нельзя и сдѣлать.

Во всякомъ случаѣ, однако неблагоприятное вліяніе вреднаго пространства на расходъ пара уменьшается благодаря сжатію.

56 Сравненіе работы дѣйствительной паровой машины съ работой идеальной машины.

Наибольшую работу, которую можетъ совершить 1 кг пара даннаго начальнаго состоянія при адиабатическомъ расширеніи до нѣкотораго опредѣленнаго конечнаго давленія p_0 и при данной величинѣ противодавленія p' , можно подсчитать на основаніи данныхъ отд. 53 и 54. Эта работа и представляется идеальной діаграммой, фиг. 74.

Въ дѣйствительныхъ же машинахъ никогда не достигаютъ такого высокаго использованія пара. Главнѣйшія причины этого выяснены

уже выше. При насыщенномъ или слабо перегрѣтомъ парѣ во время выпуска часть пара конденсируется, не производя при этомъ никакой работы (или лишь очень небольшую благодаря послѣдующему испаренію)*). Перегрѣтый паръ при этомъ, благодаря охлажденію стѣнками, уменьшаетъ какъ свой объемъ, такъ, слѣдовательно, и свою работоспособность. Къ этому присоединяется еще неблагоприятное дѣйствіе вреднаго пространства. Но невыгодное вліяніе объема вреднаго пространства отчасти устраняется сжатіемъ, точно такъ же благоприятно вліяетъ сжатіе и въ смыслѣ уменьшенія охлаждающаго дѣйствія поверхности вреднаго пространства, такъ какъ сжатіе увеличиваетъ среднюю (за время одного оборота) температуру пара, и этимъ повышаетъ также среднюю температуру стѣнокъ. Наконецъ, приноситъ вредъ и паденіе давленія при прохожденіи пара черезъ парораспределительный органъ, вызывая уменьшеніе получаемой работы, такъ какъ при впускѣ давленіе въ цилиндръ меньше, чѣмъ въ паропроводѣ, а при выпускѣ, наоборотъ, выше нежели противодавленіе. Кромѣ уменьшенія полезной рабочей площади, эти потери обуславливаютъ также между дѣйствительной и идеальной діаграммами и значительное различіе по формѣ, см. фиг. 79 и 80.

Начертимъ для одного и того же количества пара вмѣстѣ съ дѣйствительной индикаторной діаграммой и идеальную, соответствующую ранѣе указаннымъ отношеніямъ давленій (давленіе въ котлѣ p , конечное давленіе расширенія p_0 , противодавленіе p'); тогда разность площадей обѣихъ діаграммъ и укажетъ потерю работы, которая происходитъ въ дѣйствительномъ процессѣ по сравненію съ идеальнымъ.

Если L_0 есть работа идеальнаго, а L_i (индикаторная) работа дѣйствительнаго процесса, то дробь

$$\eta_r = \frac{L_i}{L_0}$$

называемая „относительнымъ индикаторнымъ коэффициентомъ“, есть мѣра совершенства машины по сравненію съ идеальной.

Идеальную діаграмму, соответствующую данной индикаторной діаграммѣ, можно вычертить лишь въ томъ случаѣ, если извѣстенъ вѣсъ пара, поступающаго въ цилиндръ за рабочій періодъ. По самой индикаторной діаграммѣ этого количества опредѣлить нельзя, такъ какъ по діаграммѣ нельзя узнать для насыщеннаго пара — влажность, а для перегрѣтаго — температуру пара въ концѣ выпуска. Вѣсъ пара опредѣляется большей частью или вѣвѣшиваніемъ конденсата за опредѣленное время въ поверхностномъ конденсаторѣ, или по количеству израсходованной питательной воды (за исключеніемъ воды, сконденсировавшейся въ паропроводѣ).

Такимъ образомъ опредѣляется полный часовой расходъ пара D , kg. Если машина дѣлала n оборотовъ, то во время одного наполне-

*) См. А. Радцигъ „Математическая теорія обмена тепла въ цилиндрахъ паровыхъ машинъ“. Прим. ред.

нiя входило въ цилиндръ вѣсовое количество пара

$$G = \frac{D_i}{120n},$$

такъ какъ впускъ повторился въ теченiе часа $2n$ 80 разъ.

Объемъ этого свѣжаго пара при давленiи p равенъ

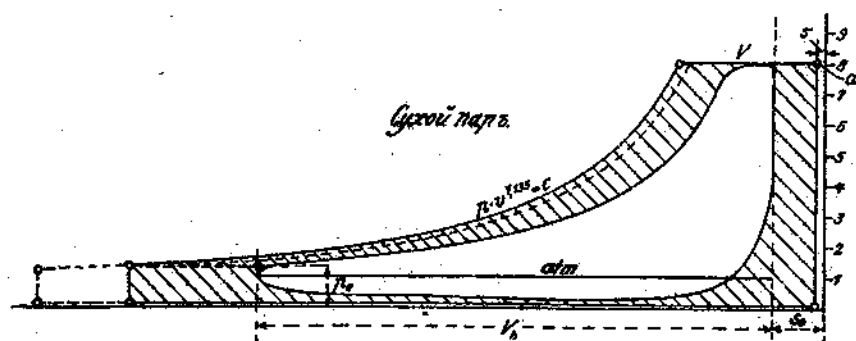
$$V = Gv = \frac{D_i v}{120n}.$$

Для насыщеннаго пара v надо взять изъ соответствующихъ таблицъ, а для перегрѣтаго вычислить по формулѣ

$$v = \frac{47,1 \cdot (273 + t)}{10000 p} - 0,016$$

(p въ kg/cm^2).

Если извѣстенъ V , рабочiй объемъ цилиндра, то V можно нанести въ видѣ отрѣзка на индикаторной диаграммѣ, зная, что полная длина диаграммы l , между крайними ординатами, соответствуетъ всему рабочему объему.



Фиг. 79.

На величину площади идеальной диаграммы, а слѣдовательно и на сумму потерь, не имѣетъ никакого влiянiя положенiе начальной ея точки a . Однако ее стараются выбрать такимъ образомъ, чтобы можно было различать отдѣльныя части полной потери. Это будетъ возможно въ томъ случаѣ, когда a будетъ сдвинута отъ оси ординатъ на отрѣзокъ s' , соответствующiй объему остаточнаго пара во вредномъ пространствѣ въ началѣ впуска. Вѣсъ этого количества пара можно приблизительно опредѣлить по началу сжатiя, точка R (по p_r , V_r фиг. 80), если только предположить, что этотъ остаточный паръ сухой (гипотеза Гирна).

На фиг. 79 изображаютъ:

Заштрихованная площадь вправо отъ крайней правой ординаты — потерю тепла, обусловливаемую влiянiемъ объема вреднаго пространства (см. отд. 55).

Заштрихованная площадь между дѣйствительной и идеальной линиями расширенiя — потерю отъ охлажденiя; площадь подъ линiей впуска — потерю отъ неравенства разрѣженiя въ цилиндрѣ и конденсаторѣ.

Площадь, лежащая под линіей сжатія, не есть потеря, обусловливаемая собственно сжатіемъ, а принадлежитъ къ числу общихъ потерь; ее нельзя назвать потерей отъ сжатія, такъ какъ работа, затраченная на сжатіе, вновь отдается при расширеніи. Точное разграниченіе отдѣльныхъ источниковъ потерь однако не представляется возможнымъ. Въ этомъ отношеніи фиг. 79 даетъ о нихъ лишь приблизительное представление.

Можетъ возникнуть недоумѣніе, брать ли для идеальной діаграммы конечное давленіе расширенія p_2 , или же дѣйствительное увеличеніе объема при расширеніи? Значенія идеальной работы, получаемыя въ томъ и другомъ случаѣ оказываются не вполнѣ одинаковыми, такъ какъ адиабатическое расширеніе совершается не согласно съ закономъ $pv = const$.

Второй способъ ¹⁾, въ случаѣ работы на выхлопѣ, приводитъ иногда къ значительнымъ затрудненіямъ (см. Нейшпалл, Z. d. V. d. I. 1906, стр. 319), и кромѣ того предполагаетъ предварительно извѣстную величину вреднаго пространства, что бываетъ не часто. Загнтрихованныя площади на фиг. 79 и 80 оправданы по первому способу. При опредѣленіи по второму способу получаются линіи нанерченныя пунктиромъ; этотъ способъ даетъ для η_r меньшія значенія.

За идеальную діаграмму можно также принять діаграмму съ полнымъ расширеніемъ до противодавленія (циклъ Рэнкина). Тогда отношеніе дѣйствительной индикаторной къ идеальной работѣ всегда меньше чѣмъ η_r . Однако это отношеніе не даетъ истинной мѣры для потерь работы, происходящихъ только въ машинѣ, какъ таковой, ибо оно содержитъ кромѣ того и потери отъ несовершеннаго расширенія, которыя вызываються не несовершенствомъ машины, а различіемъ процессовъ. Подобный способъ сравненія употребляютъ въ Англіи

При помощи η_{ii} въ отд. 53, была вычислена та часть теплоты пара λ , которая превращается въ работу при идеальномъ процессѣ. Теперь же у насъ осуществлень не этотъ процессъ, а процессъ, выражаемый индикаторной діаграммой, площадь которой составляетъ только часть η_r площади идеальной діаграммы. Такимъ образомъ, въ индикаторную работу превращается лишь часть теплоты пара (полной теплоты) равная

$$\eta_{ii} = \eta_r \eta_i$$

(термическій индикаторный коэффициентъ).

Согласно отд. 19 эта величина можетъ быть также выражена при помощи индикаторнаго расхода пара C , кг на инд. силочасъ

$$\eta_{ii} = \frac{832}{L \cdot C_i}$$

По η_{ii} согласно отд. 53, легко получить и η_r .

Изъ индикаторной работы, получаемой поршнемъ отъ пара, часть ея опять расходуется на преодолѣніе внутреннихъ сопротивленій машины (треніе поршня, въ подшипникахъ, ползуна, въ цапфахъ, золотниковъ, сальниковъ, затрата работы на конденсацію). Только часть η_{im}

¹⁾ Принятый союзомъ нѣмецкихъ инженеровъ, Z. d. V. d. I. 1901, стр. 404.

(механический коэффициент) появляется, как эффективная полезная работа на валу машины. Таким образом, „полный полезный коэффициент“ паровой машины по отношению ко всему количеству тепла, принесенному съ собой паромъ, будетъ

$$\eta_{\text{м}} \cdot \eta_{\text{р}} \cdot \eta_{\text{л}} = \eta_{\text{э}}$$

(„эффективный коэффициент“ машины).

Изъ всего тепла, израсходованнаго въ топкѣ котла, только часть тепла $\eta_{\text{к}}$ (полезный коэффициент котла) передается пару; изъ этой теплоты паръ теряетъ на пути отъ котла къ машинѣ еще нѣкоторую часть, благодаря теплопроводности и лучеиспусканию, такъ что до машины доходитъ только часть $\eta_{\text{л}}$ (полезный коэффициент паропровода).

Слѣдовательно, изъ тепла, содержавшагося въ горючемъ, паровая машина превращаетъ въ полезную работу только часть

$$\eta_{\text{э}} = \eta_{\text{к}} \eta_{\text{л}} \eta_{\text{м}} \eta_{\text{т}}$$

(экономический коэффициент установки).

Уже очень высокими отдельными полезными коэффициентами (для среднихъ и большихъ установокъ, высокое давление пара, перегрѣвъ по крайней мѣрѣ до 300°) являются:

котель перегрѣватель и паропроводъ	$\eta_{\text{к}} \eta_{\text{л}} = 0,75;$
механический коэффициент	$\eta_{\text{м}} = 0,93;$
относительный индикаторный коэффициент $\eta_{\text{р}}$	$= 0,80;$
термический идеальный коэффициент $\eta_{\text{т}}$	$= 0,23$

(для работы съ конденсаціей).

Если въ установкѣ имѣютъ мѣсто одновременно эти значенія, то

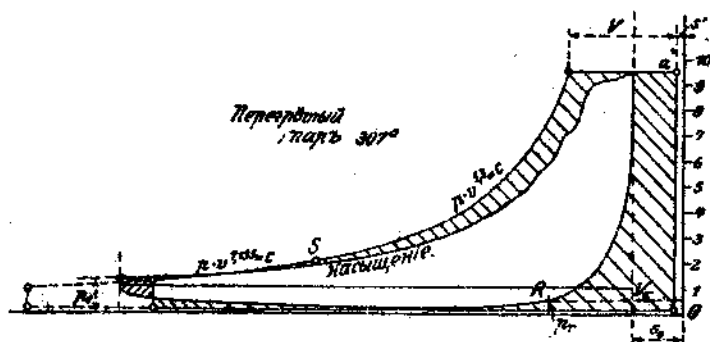
$$\eta_{\text{э}} = 0,75 \cdot 0,93 \cdot 0,80 \cdot 0,23 = 0,13$$

Наиболѣе благоприятныя изъ достигнутыхъ до сихъ поръ величинъ дали опыты Юссе (Josse) съ компаундъ локомотивомъ перегрѣтаго пара въ 181 л. с. и опыты Guterpluth'a съ такимъ же локомотивомъ нормальной мощности 105 л. с. первый (I) съ клапанами, второй (II) съ поршневымъ золотникомъ. Слѣдующая табличка содержитъ главнѣйшія данныя и полезные коэффициенты.

Машина.	Давленіе въ котлѣ at abs	Температура пара передъ Ц. В. Д.	Число оборотовъ въ мин.	Расходъ угля ($H_u = 7800 \text{ Cal.}$) въ кг/сигло-часъ.	Расходъ пара ($\rho = 712,2 \text{ Cal.}$) въ кг/сигло-часъ.	$\eta_{\text{э}}$	$\eta_{\text{к}} \eta_{\text{л}}$	$\eta_{\text{р}}$	$\eta_{\text{т}}$
I (Ланцъ).	13,03	354,5°	173,5	0,546	4,59	0,154	0,80	0,928	0,206
II (Вольфъ).	16,15	329°	237	0,486	4,00	0,178	0,78	0,946	0,234

Нѣсколько болѣе благоприятную величину $\eta_{\text{э}}$ у второй машины можно отчасти объяснить большимъ (на 3 at) давлениемъ пара, которое и обуславливаетъ, при одинаковомъ конечномъ давленіи расширенія, большую величину $\eta_{\text{к}}$, а, слѣдовательно, при одинаковомъ $\eta_{\text{р}}$ и большую величину $\eta_{\text{л}} = \eta_{\text{к}} \eta_{\text{р}}$.

Индикаторную диаграмму можно перенести въ координаты TS ; тогда получается непосредственное наглядное представление о термическомъ индикаторномъ коэффициентѣ. Эта энтропійная диаграмма по своей площади меньше такой же диаграммы идеальнаго процесса (отд. 54). По своей формѣ она, подобно индикаторной диаграммѣ, значительно отличается отъ идеальной. Ея вычерчиваніе требуетъ значительной траты времени, и описывать его здѣсь не будемъ*). Для уясненія общихъ явленій эта диаграмма не даетъ ничего новаго, но болѣе ясно изображаетъ отдѣльные процессы и величины отводимыхъ количествъ тепла.



Фиг. 80.

Примѣры Фиг. 79 и 80 относятся къ однопцилндровой паровой машинѣ съ конденсаціей. Размѣры этой машинѣ, снабженной клапаннмъ парораспределеніемъ, таковы:

Диаметръ цилиндра 310 мм, ходъ 520 мм, число оборотовъ въ минуту для фиг. 79 $n=122,2$ а для фиг. 80 $n=111,7$, вредное пространство (наибренное путемъ наполненія водой) равно 10%.

а) Фиг. 79: Работа насыщеннымъ паромъ (съ паровой рубашкой). Полный часовы расходъ пара, за жсжпченіемъ оконденсированнаго въ паропроводѣ, $D_1 = 609$ kg при 8,1 at abs; мощность 56,3 инд. силъ; $C_1 = 10,8$ kg (пунктирная линия расширенія получается по исключеніи конденсатовъ рубашки).

Получаемъ (изъ фиг. 79) $\eta_c = 0,547$, далѣе $\eta = \frac{632}{10,8 \cdot 660} = 0,090$, или 9%.

б) Фиг. 80: работа перегрѣтымъ паромъ: $D_1 = 393$ kg, давленіе пара 9,5 at abs., температура пара передъ вентилемъ 307°; мощность 53,1 инд. силъ; $C_1 = 7,4$ kg. Следовательно

$$\eta_c = 0,63, \quad \eta = \frac{632}{7,4 \cdot 736} \approx 0,12.$$

Въ обоихъ случаяхъ большая величина вреднаго пространства вызываетъ значительныя потери работы (малый η_c).

Значительно меньшая площадь между линиями расширенія фигуры 80 по сравнению съ фиг. 79 ясно свидѣтельствуетъ о благоприятномъ влияніи примѣненія перегрѣтаго пара на уменьшеніе потерь отъ охлажденія.

*) Методъ Boulvin'a см. Cours de mécanique appliqué aux machines, Paris 1893; Z. d. V. d. I. 1903, стр. 1281, M. Schröter und A. Koob; Ugo Ancona, Энтропійная диаграмма и ея приложенія, переводъ подъ редакціей проф. А. А. Радцига. СПб. 1910.

57. О выгодах работы перегрѣтымъ паромъ въ паровыхъ машинахъ.

Какъ видно изъ фиг. 76, въ идеальной машинѣ, работающей перегрѣтымъ паромъ, превращается въ работу изъ тепла, принесеннаго паромъ (при одинаковомъ начальномъ и конечномъ давленіи и одинаковомъ противодавленіи), нѣсколько больше, чѣмъ безъ перегрѣва. При давленіяхъ пара между 6 и 8 ат разница въ термическихъ идеальныхъ коэффициентахъ достигаетъ отъ 6 до 40% въ пользу перегрѣтаго пара; съ возрастаніемъ же давленія выпуска она уменьшается.

Однако эта выгода слишкомъ мала, чтобы стоило изъ-за нея снабжать установку перегрѣвателемъ и другими приспособленіями, необходимыми для работы перегрѣтымъ паромъ.

Дѣйствительная польза значительно больше, чѣмъ можно было бы ожидать по разсмотрѣнію лишь идеальнаго процесса. Это обстоятельство обусловливается главнымъ образомъ довольно сильнымъ уменьшеніемъ потерь отъ охлажденія при употребленіи перегрѣтаго пара. Правда, и перегрѣтый паръ при входѣ въ цилиндръ отдаетъ часть теплоты стѣнкамъ; но, пока еще благодаря охлажденію не утратился весь перегрѣвъ, образованія влажности не происходитъ. Благодаря охлажденію паръ сжимается, но потеря работы при этомъ гораздо меньше, чѣмъ въ томъ случаѣ, какъ это бываетъ у насыщеннаго пара, когда часть пара при выпускѣ перейдетъ въ жидкость и утратитъ этимъ свою работоспособность. Уменьшеніе потерь работы влечетъ за собою также и значительно меньшая теплопроводность болѣе приближающаяся къ газамъ перегрѣтаго пара, по сравненію съ теплопроводностью насыщеннаго пара съ находящейся въ немъ влагой. Въ виду всего этого, при прочихъ равныхъ условіяхъ, примѣненіе перегрѣтаго пара даетъ болѣе относительный индикаторный коэффициентъ η , и, вообще, болѣе высокій экономическій коэффициентъ. Только этимъ и можно объяснить повсемѣстное примѣненіе перегрѣтаго пара. У нормально выполненныхъ паровыхъ машинъ для работы насыщеннымъ паромъ уже при умѣренномъ перегрѣвѣ получается такой выигрышъ въ расходѣ пара, который окупаетъ установку перегрѣвателя. При высокомъ же перегрѣвѣ (до 350°) какъ паровой цилиндръ, такъ въ особенности и клапанное парораспределеніе должны выполняться иначе, принимая въ расчетъ температурныя напряженія. И до сего времени иногда можно еще услышать мнѣніе, будто причиною лучшаго использования тепла при работѣ перегрѣтымъ паромъ является болѣе высокая температура и связанное съ ней большее паденіе тепла. Но это мнѣніе, основанное на поверхностномъ и неправильномъ примѣненіи цикла Карно, ошибочно.

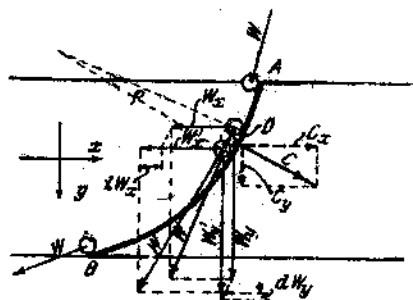
Практически весьма важно, что при работѣ перегрѣтымъ паромъ, благодаря болѣе быстрому паденію у послѣдняго линіи расширенія, паровой цилиндръ данной величины при одинаковомъ наполненіи (и при одинаковомъ давленіи выпуска) въ состояніи дать мень-

шую мощность, чѣмъ при работѣ насыщеннымъ паромъ. Однако это обстоятельство не сводитъ на нѣтъ пользы примѣненія перегрѣтаго пара.

Механическій эффектъ, производимый текучими газами и парами.

58. Давленіе и работа отклоненной свободной струи (прямое воздѣйствіе), лопатки и полезный коэффициентъ турбинъ равнаго давленія. Ступени давленія и скоростныя ступени.

Тяжелая точка съ массой m , перемѣщаясь съ равномерной скоростью w вдоль криволинейнаго пути AB , вызываетъ центробѣжное давленіе C на кривую направляющую поверхность (фиг. 81). Сила C мѣняется: по направленію — все время остается нормальной къ кривой AB ; по величинѣ же въ зависимости отъ мгновеннаго радиуса кривизны ρ , которая вообще говоря переменна, во для дуги круга, напр., постоянна.



Фиг. 81.

Вмѣсто того, чтобы опредѣлять центробѣжное давленіе по известной формулѣ

$$C = \frac{mw^2}{\rho},$$

предпочтительнѣе разложить его на двѣ составляющія C_x и C_y по двумъ взаимно перпендикулярнымъ направленіямъ x и y . Центробѣжная сила C обусловлена отклоненіемъ движущейся массы m отъ прямого направленія, которому она стремится слѣдовать по инерціи. При этомъ отклоненіи имѣются составляющія скорости w по направленіямъ x и y . Возникающимъ

отсюда ускореніямъ (и замедленіямъ) соответствуютъ слагающія центробѣжной силы — C_x и — C_y . Пусть слагающія скорости въ точкѣ D будутъ w_x , w_y , а на безконечно маломъ разстояніи db отъ нея (по кривой AB) w'_x , w'_y . Измѣненія слагающихъ скорости будутъ

$$\begin{aligned} w'_x - w_x &= dw_x \\ w'_y - w_y &= dw_y. \end{aligned}$$

Если на прохожденіе пути db идетъ время dt , то.

$$-C_x = m \cdot \frac{dw_x}{dt}$$

$$-C_y = m \cdot \frac{dw_y}{dt}.$$

Давленіе непрерывной струи Если расчленить струю на элементы длины db (фиг. 82), то каждый элементъ вызываетъ силы C_x и C_y ; соответствующія равнодѣйствующія ихъ будутъ P_x и P_y . Равнодѣйствующая же силъ P_x и P_y представитъ равнодѣйствующую P всѣхъ центробѣжныхъ давленій или „полное давленіе на лопатку“.

Пусть G_{sec} будетъ вѣсъ, протекающей въ секунду въ любомъ поперечномъ сѣченіи струи. Тогда за время dt черезъ сѣченіе D (фиг. 82) пройдетъ вѣсъ $G_{sec} \cdot dt$ и займетъ элементъ db . Этотъ вѣсъ на фиг. 82 представленъ элементомъ струи DD' ; масса его выше была обозначена m .

Итакъ

$$m = \frac{G_{\text{sec}} \cdot dt}{g}$$

Слагающія центробѣжной силы массы m

$$C_x = -m \frac{dw_x}{dt} = -\frac{G_{\text{sec}} \cdot dt}{g} \frac{dw_x}{dt} = -\frac{G_{\text{sec}}}{g} dw_x$$

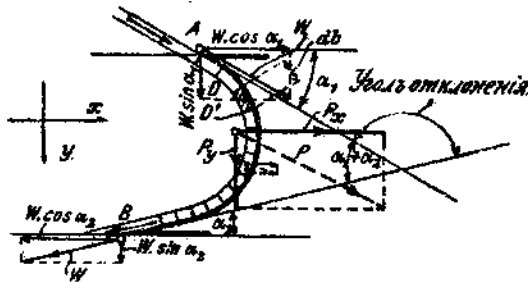
$$C_y = -m \frac{dw_y}{dt} = -\frac{G_{\text{sec}} \cdot dt}{g} \frac{dw_y}{dt} = -\frac{G_{\text{sec}}}{g} dw_y$$

Сумма всѣхъ слагающихъ по оси x въ предѣлахъ отъ A до B будетъ

$$P_x = \sum C_x = -\frac{G_{\text{sec}}}{g} \sum_A^B dw_x;$$

обозначивъ величины w_x въ точкахъ A и B черезъ $(w_x)_A$ и $(w_x)_B$ имѣемъ

$$P_x = -\frac{G_{\text{sec}}}{g} [(w_x)_B - (w_x)_A].$$



Фиг. 82.

Если α_1 и α_2 (фиг. 82) углы направляющей поверхности съ осью x въ точкахъ A и B , то

$$(w_x)_A = w \cos \alpha_1; (w_x)_B = -w \cos \alpha_2,$$

откуда

$$P_x = \frac{G_{\text{sec}}}{g} w (\cos \alpha_2 + \cos \alpha_1).$$

Аналогично

$$(w_y)_A = w \sin \alpha_1; (w_y)_B = w \sin \alpha_2$$

$$P_y = \frac{G_{\text{sec}}}{g} w (\sin \alpha_1 - \sin \alpha_2).$$

Если уголъ α_2 меньше, чѣмъ α_1 , то P_y направлена внизъ, т.-е. положительна. P_x всегда направлена вправо, даже если уголъ α_1 тупой, т.-е. если $\cos \alpha_1$ отрицателенъ, такъ какъ всегда

$$180^\circ - \alpha_1 > \alpha_2.$$

Полное давление на лопатку равно

$$P = \sqrt{P_x^2 + P_y^2},$$

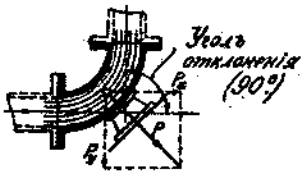
следовательно

$$P = \frac{G_{\text{вс}} w}{g} \sqrt{2 [1 + \cos(\alpha_1 + \alpha_2)]}$$

Угол φ с горизонталью полного давления на лопатку определяется из условия

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{P_y}{P_x} = \frac{\sin \alpha_1 - \sin \alpha_2}{\cos \alpha_1 + \cos \alpha_2}.$$

Заметим, что как величина, так и направление полного давления на лопатку не зависят от вида направляющей линии; они определяются лишь углами входа и выхода. Наоборот, точка приложения этой силы обуславливается характером этой кривой.



Фиг. 83.

Примеры 1. Кольно в 90° (фиг. 83). При $\alpha_1 + \alpha_2 = 90^\circ$ получаем полную смещающую силу

$$P = \frac{G_{\text{вс}} w}{g} \cdot \sqrt{2}.$$

2. Кольно в 180° . При

$$\alpha_1 + \alpha_2 = 0^\circ$$

$$P = \frac{G_{\text{вс}} w}{g} 2$$

Пусть, например, через кольцо с диаметром в свету 100 мм, течет пар при 12 кг/см² абв. со скоростью 40 м/сек, тогда при $\gamma \approx 6$ кг/см³

$$G_{\text{вс}} = \frac{\pi \cdot 0,1^2}{4} \cdot 40 \cdot 6 = 1,884 \text{ кг}.$$

Следовательно, при повороте на 90°

$$P = \frac{1,884 \cdot 40 \cdot 1,414}{9,81} = 10,7 \text{ кг},$$

а для 180°

$$P = 15,2 \text{ кг}.$$

3. Неподвижная лопатка с углом входа $\alpha_1 = 20^\circ$ и углом выхода $\alpha_2 = 20^\circ$, по фиг. 82.

Так как

$$\cos \alpha_1 = \cos \alpha_2 = 0,94, \quad \sin \alpha_1 = \sin \alpha_2 = 0,34,$$

то

$$P_x = \frac{G_{\text{вс}}}{g} \cdot w (0,94 + 0,94) = 1,88 \frac{G_{\text{вс}} w}{g},$$

$$P_y = \frac{G_{\text{вс}}}{g} w (0,34 - 0,34) = 0.$$

Давление струи по направлению y равно нулю. При $G_{\text{вс}} = 1$ кг и $w = 1000$ м/сек получим

$$P_x = \frac{1,88}{9,81} \cdot 1000 = 191,5 \text{ кг}.$$

Работа непрерывной струи на подвижной лопатке. Пока лопатка, на которую действует струя, закреплена неподвижно, струя не совершает никакой работы. Струя при этом покидает лопатку с той же скоростью w , с какой въ нее входит, если отвлечься от трения; живая сила струи $\frac{w^2}{2g}$ остается постоянной. Совѣмъ другое будетъ, если лопатка подвижна.

а) Пусть, согласно фиг. 84, лопатка движется равномерно со скоростью u по направлению входа струи (лопатка Пельтона). Теперь слагающая P_x давления струи производит механическую работу. Струя отдает лопатке часть своей энергии, и поэтому должна оставить лопатку уже с меньшей абсолютной скоростью, чѣмъ скорость, которую она имѣла при входѣ въ лопатку. Уменьшеніе живой силы и равно работѣ, переданной лопатке.

Пусть струя выходитъ изъ подводящаго отверстия съ абсолютной скоростью c_1 , тогда, достигая лопатки, струя обладаетъ относительной скоростью $w = c_1 - u$. Эту же относительную скорость сохраняетъ струя и покидая лопатку, (если отвлечься от трения), такъ какъ по направленію теченія нѣтъ ни ускоряющихъ ни замедляющихъ силъ.

Абсолютная скорость выхода c_2 получится, какъ результирующая изъ относительной скорости $c_1 - u$ и скорости лопатки u фиг. 84. Какъ діагональ параллелограмма, построеннаго на $c_1 - u$ и u , c_2 меньше суммы этихъ сторонъ, которая равна

$$c_1 - u + u = c_1.$$

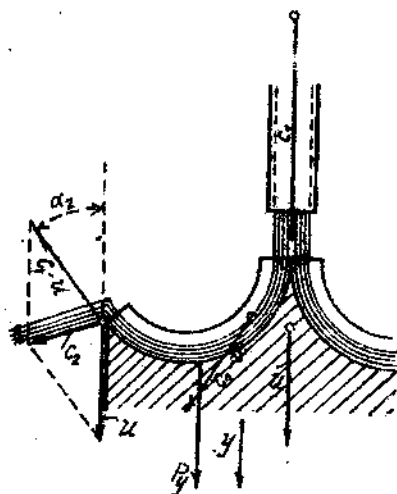
Работа, переданная лопатке однимъ kg пара, будетъ

$$L = \frac{c_1^2}{2g} - \frac{c_2^2}{2g}.$$

Величину этого выраженія можно получить непосредственно, какъ работу слагающей давления струи P_y .

Давленіе струи P и его слагающія P_x и P_y можно вычислить совершенно такъ же, какъ и при неподвижной лопатке, такъ какъ, благодаря равномерному и прямолинейному движенію лопатки, величины центробѣжныхъ давленій не измѣняются. Только вмѣсто скорости w_1 , войдетъ относительная скорость $c_1 - u$. Полное измѣненіе слагающей $c_1 - u$ по направленію y будетъ

$$c_1 - u + (c_1 - u) \cos \alpha_2 = (c_1 - u) \cdot (1 + \cos \alpha_2).$$



Фиг. 84.

Поэтому

$$P_y = \frac{G_{\text{вс}}}{g} (c_1 - u) (1 + \cos \alpha_2)$$

и

$$\begin{aligned} L &= P_y u = \\ &= \frac{G_{\text{вс}}}{g} u (c_1 - u) (1 + \cos \alpha_2). \end{aligned}$$

У турбинъ величина L должна быть сдѣлана возможно больше. Для этого необходимо, чтобы

1. α_2 было по возможности меньше; въ предѣльномъ случаѣ $\alpha_2 = 0$. Тогда

$$1 + \cos \alpha_2 = 2.$$

2. $u (c_1 - u)$ должно быть возможно больше. Это будетъ, какъ легко доказать, въ томъ случаѣ, если

$$u = \frac{1}{2} c_1,$$

т. е. когда скорость лопатки равна половинѣ скорости входа въ лопатку.

При $\alpha_2 = 0$ и $u = \frac{1}{2} c_1$

$$L = L_{\text{max}} = G_{\text{вс}} \cdot \frac{c_1^2}{2g},$$

т. е. тогда вся кинетическая энергія превратится въ работу. Однако практически это невыполнимо, ибо тогда $c_2 = 0$, т. е. струя вытекать не будетъ. Пусть сдѣлано

$$u = \frac{1}{2} c_1$$

и $\alpha_2 > 0$, тогда отношеніе дѣйствительной работы къ располагаемой будетъ

$$\eta = \frac{L}{L_{\text{max}}} \text{ (полезный коэффициент)}$$

$$\eta = \frac{1 + \cos \alpha_2}{2}.$$

Такъ напримѣръ, при $\alpha_2 = 30^\circ$

$$\eta = \frac{1 + 0,866}{2} = 0,933.$$

Если при томъ же отклоненіи струи сдѣлать скорость лопатки меньше или больше $\frac{1}{2} c_1$, то η станетъ меньше чѣмъ 0,933. Вообще

$$\eta = \frac{2u(c_1 - u)}{c_1^2} (1 + \cos \alpha_2)$$

или

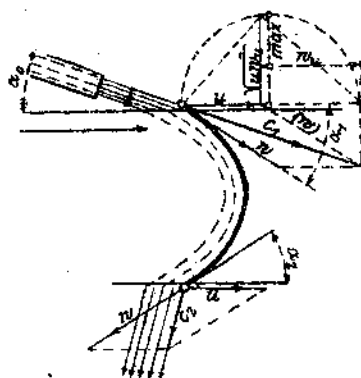
$$\eta = 2 \frac{u}{c_1} \left(1 - \frac{u}{c_1}\right) (1 + \cos \alpha_2).$$

б) Лопатка движется подъ угломъ къ направленію абсолютной скорости входа, фиг. 85. (Лопатка осевыхъ турбинъ равнаго давленія системъ Лавала, Рато, Целли).

Дѣйствіе протекающей черезъ лопатку струи будетъ въ общихъ чертахъ таково же, какъ и въ случаѣ неподвижной лопатки. Обозначимъ постоянную относительную скорость струи (скорость теченія) черезъ w , тогда

$$P_x = \frac{G_{\text{стр}}}{g} w (\cos \alpha_1 + \cos \alpha_2)$$

$$P_y = \frac{G_{\text{стр}}}{g} w (\sin \alpha_1 - \sin \alpha_2).$$



Фиг. 85.

Секундная работа (эффектъ) давленія струи здѣсь равна работѣ ея слагающей P_x , т.-е.

$$L = P_x u,$$

слѣдовательно

$$L = \frac{G_{\text{стр}}}{g} w u (\cos \alpha_1 + \cos \alpha_2).$$

Чтобы струя входила въ лопатку безъ удара, скорость лопатки должна имѣть здѣсь нѣкоторую опредѣленную величину, зависящую отъ c_1 и угловъ α_0 и α_1 , а именно она должна быть равна окружной скорости u , представляющей одну изъ слагающихъ скорости входа c_1 , (разложенной по направленіямъ u и w). Въ самомъ дѣлѣ, если скорость лопатки $u' < u$, то струя ударится въ движущуюся лопатку со скоростью $u - u'$, если же $u' > u$, то струя отставала бы (по направленію вращения), и уже послѣдующей лопаткѣ пришлось бы увлекать ее за собою, сообщая ей недостающую скорость $u' - u$. Оба эти возможные случая ухудшаютъ дѣйствіе струи, поэтому и выбираютъ $u' = u$. Тогда струя входитъ въ лопатку безъ удара по направленію α_1 со скоростью w . Короче говоря, c_1 должно быть диагональю параллелограмма, построеннаго на u и w , (параллелограммъ входа).

Положимъ для упрощенія, что $\alpha_1 = \alpha_2$, тогда

$$L = 2 \frac{G_{\text{вс}}}{g} w u \cos \alpha_1.$$

У турбинъ эта величина должна быть по возможности больше. Слѣдовательно, надо выбрать соотношенія такъ, чтобы произведеніе

$$w u \cos \alpha_1$$

достигло наибольшей величины. Обозначимъ $w \cos \alpha_1$ черезъ w_* ; тогда при наибольшей величинѣ

$$w u \cos \alpha_1 = u w_*$$

и получится максимумъ величины L .

При данныхъ скорости выхода изъ сопла c_1 и ея направленіи α_0 , сумма $u + w_*$ будетъ имѣть постоянное значеніе $c_1 \cos \alpha_0$, см. фиг. 85. Значенія же отдѣльно для u и w_* въ этой суммѣ будутъ различны для разныхъ профилей лопатки. Ихъ произведеніе имѣетъ наибольшую величину, когда

$$u = w_* = \frac{1}{2} c_1 \cos \alpha_0.$$

Это слѣдуетъ непосредственно изъ фиг. 85 по теоремѣ: въ прямоугольномъ треугольникѣ квадратъ высоты равенъ произведенію отрезковъ гипотенузы.

Работа въ этомъ случаѣ равна

$$L = \frac{c_1^2}{2g} \cos^2 \alpha_0.$$

Наибольшей величины она достигаетъ при $\cos^2 \alpha_0 = 1$, т.-е. при $\alpha_0 = 0$

$$L_{\text{max}} = \frac{c_1^2}{2g},$$

т.-е. вся живая сила струи превращается въ работу лопатки. Практически этотъ случай невозможенъ. Остается только α_0 дѣлать возможно малымъ. Одновременно будетъ

$$u \approx \frac{1}{2} c_1$$

при $\cos \alpha_0 \approx 1$, т.-е. окружная скорость, какъ въ колесѣ Пельтона, равна половинѣ скорости струи. Затѣмъ, приблизительно будетъ

$$\alpha_1 = 2 \alpha_0$$

Вообще, если u отличается отъ $\frac{1}{2} c_1$, то

$$L = 2 \frac{G_{\text{вс}}}{g} u w \cos \alpha_1,$$

вмѣсто чего, въ виду:

$$u + w \cos \alpha_1 = c_1 \cos \alpha_0,$$

можно писать:

$$L = 2 \frac{G_{\text{acc}}}{g} u (c_1 \cos \alpha_0 - u).$$

Отсюда, внутренний коэффициентъ при $L_{\text{max}} = \frac{c_1^2}{2g}$ будетъ

$$\eta = \frac{L}{L_{\text{max}}} = \frac{4u}{c_1^2} (c_1 \cos \alpha_0 - u)$$

или

$$\eta = 4 \frac{u}{c_1} \left(\cos \alpha_0 - \frac{u}{c_1} \right)$$

Эта величина достигаетъ при $\frac{u}{c_1} = \frac{1}{2} \cos \alpha_0$ своего максимума:

$$\eta_{\text{max}} = \cos^2 \alpha_0.$$

Для каждаго отношенія $\frac{u}{c_1} < \frac{1}{2} \cos \alpha_0$ будетъ η меньше.

Изъ другого выраженія для

$$L = G_{\text{acc}} \left(\frac{c_1^2}{2g} - \frac{c_2^2}{2g} \right)$$

находимъ

$$\eta = \frac{L}{L_{\text{max}}} = \frac{c_1^2 - c_2^2}{c_1^2} = 1 - \frac{c_2^2}{c_1^2},$$

откуда получается абсолютная скорость выхода

$$c_2 = c_1 \sqrt{1 - \eta}.$$

При одноступенчатыхъ турбинахъ равнаго давленія (типа Лавалья) струя пара при вступленіи въ рабочее колесо должна обладать скоростью, соответствующей полному паденію давленія. Для работы съ конденсаціей при вакуумѣ въ 0,1 at abs. по отд. 44 будетъ напр. для давленія пара въ 10 at abs. $c_1 = 1170$ m/sec. При работѣ въ атмосферу было бы $c_1 = 880$ m/sec. Если уголъ выхода изъ сопла $\alpha_0 = 18^\circ$, то $u = \frac{1}{2} c_1 \cos \alpha_0 = 0,475 c_1$ и $\eta_{\text{max}} = 0,904$. Такимъ образомъ, окружная скорость должна быть при работѣ съ конденсаціей:

$$0,475 \cdot 1170 = 556 \text{ m/sec},$$

при работѣ въ атмосферу:

$$0,475 \cdot 880 = 418 \text{ m/sec}.$$

Последняя скорость еще употребительна. Скорость выхода из лопатки будет $c_2 = 0,31 c_1$, т.-е. соответственно 362 и 273 м/сек.

При многоступенчатых турбинах равнаго давленія (Рато, Цѣлли) на каждое рабочее колесо приходится только доля всей располагаемой энергіи. Окружная скорость здѣсь меньше и, конечно, зависитъ отъ числа ступеней. Чтобы обойтись безъ сопелъ (съ упиреніемъ), паденіе давленія въ каждой ступени по отд. 43 не должно переходить за критическую величину. Въ турбинѣ Цѣлли паденіе давленія въ каждой ступени какъ разъ равно критическому. Она имѣетъ такимъ образомъ наименьшее, возможное безъ сопелъ, число ступеней и каждая ступень располагаетъ одинаковой скоростью входа пара на лопатки. Въ турбинѣ Рато паденіе давленія въ каждой ступени еще меньше.

Если въ одноступенчатой турбинѣ равнаго давленія окружная скорость меньше вышеупомянутой наивыгоднѣйшей (но вступленіе происходитъ безъ удара), то внутренній коэффициентъ будетъ хуже; на это ясно* указываетъ большая абсолютная скорость c_2 выхода изъ лопатки. Но, чтобы ее еще использовать, можно паръ, выходящій со скоростью c_2 , подводить непосредственно ко второму колесу, которое используетъ еще нѣкоторую долю кинетической энергіи пара. Такимъ способомъ получаютъ двѣ „ступени скорости“. Ступеней скорости (въ одной ступени давленія) можно дѣлать и больше (три, четыре), но выгода ограничивается наконецъ, въ виду увеличенія потерь на треніе и вихри. Примѣнная ступени скорости; можно понижать окружную скорость.

Турбины равнаго давленія также можно выполнять съ нѣсколькими ступенями давленія, причемъ въ каждой такой ступени дѣлать еще ступени скорости (турбина Кертиса).

Одно изъ преимуществъ турбинъ равнаго давленія—отсутствіе осевого давленія. Теоретически это будетъ въ томъ случаѣ, когда углы входа α_1 и выхода α_2 лопатки равны между собой.

59. Реакція и работа реакціи ускоряющихся газовыхъ и паровыхъ струй.

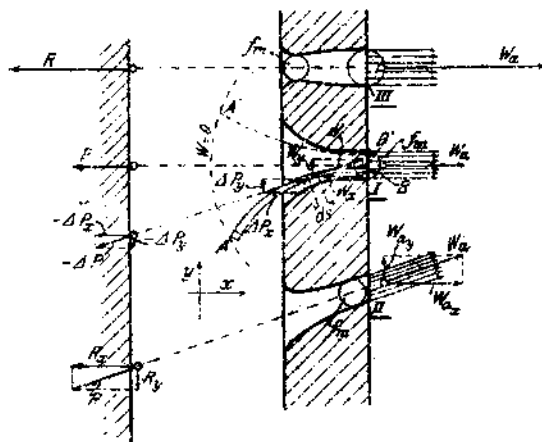
Если изъ сосуда съ покоящимся содержимымъ вытекаетъ струя газа или пара, фиг. 86, то всѣ вытекающія частицы отъ опредѣленныхъ мѣстъ (А) внутри сосуда постепенно увеличиваютъ свою скорость до скорости истеченія при выходѣ (В) изъ сосуда. Онѣ перемѣщаются ускоренно по неодинаковымъ кривымъ путямъ АВ, А'В', вообще говоря, недостаточно опредѣленнымъ. При возникновеніи такого передвиженія по дѣйствительному для всѣхъ тѣлъ закону ускоренія массъ должны дѣйствовать движущія силы въ направленіи и въ сторону передвиженія. Если m — масса элемента струи (фиг. 86, устье I), w — ея скорость, dt — время прохожденія безконечно-малаго пути ds въ направленіи передвиженія, dw — безконечно-малое приращеніе скорости w за это

время, то движущая сила

$$\Delta P = m \frac{dw}{dt}$$

На существованіе этой силы; величина и направленіе которой постоянно измѣняются при прохожденіи массы m черезъ насадокъ, указываетъ легко обнаруживаемая опыгомъ, обратная ей сила (реакція), безъ которой ее нельзя себѣ представить. Эта обратная сила дѣйствуетъ черезъ массу газа на стѣнки сосуда. Точка приложенія ея получится, если продолжить въ обратную сторону линію мгновеннаго перемѣщенія, фиг. 86.

Но въ установившемся состояніи теченія проявляются одновременно всѣ движущія силы и реакціи, которыя послѣдовательно испытываетъ элементъ струи на своемъ пути AB . То же надо сказать и обо всѣхъ другихъ, передвигающихся по своимъ путямъ, элементахъ струи. Остается подсчитать результирующую всѣхъ этихъ силъ по величинѣ и направленію



Фиг. 86.

Подсчетъ реакціи струи. Разложимъ всю струю на большое число отдѣльныхъ струекъ, которыя текутъ по путямъ AB отдѣльныхъ элементовъ струи. Пусть m — масса бесконечно-малаго элемента струйки. Приложенная къ ней движущая сила ΔP дѣйствуетъ по касательной къ струйкѣ. Цѣлесообразно ΔP , какъ и скорость w , разложить на составляющія ΔP_x и ΔP_y (соответственно w_x и w_y). Тогда, по отд. 58

$$\Delta P_x = m \frac{dw_x}{dt},$$

$$\Delta P_y = m \frac{dw_y}{dt}.$$

Отдѣльная струйка въ секунду уноситъ бесконечно-малую долю всего секунднаго расхода $G_{сек}$, который вычисленъ въ отд. 43. Если

$\Delta G_{\text{ис}}$ — эта доля, то въ dt секундъ проходить черезъ поперечное сѣченіе струйки вѣсь $\Delta G_{\text{ис}} dt$. Такъ что

$$m = \frac{\Delta G_{\text{ис}} dt}{g}$$

отсюда

$$\Delta P_x = m \frac{dw_x}{dt} = \frac{\Delta G_{\text{ис}}}{g} dt \frac{dw_x}{dt},$$

или

$$\Delta P_x = \frac{\Delta G_{\text{ис}}}{g} dw_x,$$

точно такъ же

$$\Delta P_y = \frac{\Delta G_{\text{ис}}}{g} dw_y.$$

Сложениемъ всѣхъ горизонтальныхъ и соответствующихъ вертикальных составляющихъ струекъ получаютъ составляющія полной реакціи этой струйки. Такъ какъ въ составѣ ΔP_x и ΔP_y измѣнялись только dw_x и dw_y , то получаютъ искомую сумму умноженіемъ $\frac{\Delta G_{\text{ис}}}{g}$ на полныя измѣненія составляющихъ скорости струи на пути AB .

Последнія равны составляющимъ $(w_x)_1$ и $(w_x)_2$ отъ w_x , такъ что:

$$P_x = \frac{\Delta G_{\text{ис}}}{g} (w_x)_2$$

и

$$P_y = \frac{\Delta G_{\text{ис}}}{g} (w_y)_2$$

Предполагая, что всѣ струйки параллельны и выходятъ съ одинаковыми скоростями w_x , получимъ отсюда составляющія R_x и R_y полной реакціи струи, если подставимъ вмѣсто $\Delta G_{\text{ис}}$ полное количество $G_{\text{ис}}$ и перемѣнимъ знакъ. Тогда будетъ

$$R_x = - \frac{G_{\text{ис}}}{g} (w_x)_2$$

$$R_y = - \frac{G_{\text{ис}}}{g} (w_y)_2.$$

Знаки приняты такъ, что направленія составляющихъ реакціи струи противоположны направленію составляющихъ скорости истечения.

Полная реакція, направленіе которой совпадаетъ съ направленіемъ струи въ мѣстѣ выхода, будетъ

$$\begin{aligned} R &= \sqrt{R_x^2 + R_y^2} \\ &= \frac{G_{\text{ис}}}{g} w \end{aligned}$$

Числовая величина реакции при простом насадке (фиг. 86 I и II). Скорость истечения здесь по отд. 43 не может превысить скорости звука w_m . Поэтому, подставляя величины $G_{\text{св}}$ и w_m для насыщенного пара по отд. 43, получаемъ

$$R_{\text{max}} = \frac{0,030 \cdot 328}{g} p_i f = 0,66 p_i f.$$

При $p_i = 10 \text{ kg/qcm}$ получается напр., для каждого квадратного сантиметра выходного поперечного сечения наибольшая реакция 6,6 kg.

Для газа будетъ

$$R_{\text{max}} = \frac{2,15 \cdot 3,38}{g} p_i f = 0,74 p_i f,$$

т.-е. при $p_i = 10 \text{ ат abs}$

$$R_{\text{max}} = 7,4 \text{ kg}$$

на 1 qcm.

Реакция при насадке въ формѣ сопла (фиг. 86 III). Такъ какъ здесь возможна значительно большая скорость истечения, то силы реакции получаются также соответственно большія.

При истеченіи насыщеннаго пара высокаго давленія въ вакуумъ кругло 0,1 ат скорости доходятъ до 1200 м/сек. Тогда

$$R = \frac{G_{\text{св}} 1200}{g}$$

т.-е. для одинаковыхъ поперечныхъ сеченій (въ соплѣ относится къ $f_{\text{мин}}$) въ $\frac{1200}{450} = 2,67$ разъ больше, чѣмъ при простомъ насадкѣ. При 10 ат начального давленія будетъ напр. $R = 2,67 \cdot 6,6 = 17,6 \text{ kg}$ на 1 qcm. Большая часть реакции образуется въ такомъ соплѣ въ расширяющейся вѣтвѣющей части.

Работа реакціи. Пока сосудъ, изъ котораго происходитъ истеченіе, укрѣпленъ неподвижно, струя не производитъ никакой механической работы. Если же сосуду дать возможность передвигаться съ постоянной скоростью $u < w_a$ въ направленіи реакціи, которую обозначимъ R' , то послѣдняя станетъ двигать его и произведетъ секундную работу

$$R'u = L.$$

L опредѣляется слѣдующимъ образомъ. Пусть w_a — скорость, съ которой струя подходитъ къ устью насадка; тогда при ускореніи струи освобождается живая сила $G_{\text{св}} \frac{w_a^2}{2g}$ для $G_{\text{св}}$ kg. Струя истекаетъ въ свободное пространство съ абсолютной скоростью $w_a - u$, поэтому энергія, которую она уноситъ, будетъ $G_{\text{св}} \frac{(w_a - u)^2}{2g}$. Разность представить отдаваемую сосуду работу реакціи

$$L = G_{\text{св}} \left(\frac{w_a^2}{2g} - \frac{(w_a - u)^2}{2g} \right)$$

$$L = G_{\text{св}} \left(\frac{w_a u}{g} - \frac{u^2}{2g} \right).$$

Отсюда получается сила реакції

$$R = \frac{L}{u} = \\ = G_{\text{св}} \left(\frac{w_a}{g} - \frac{u}{2g} \right) = G_{\text{св}} \frac{w_a}{g} \left(1 - \frac{u}{2w_a} \right),$$

такъ что она меньше реакції покоя $G_{\text{св}} \frac{w_a}{g}$.

Полезная работа L зависитъ отъ скорости u сосуда. Она достигаетъ при $u = w_a$ своего максимума

$$L_{\text{max}} = G_{\text{св}} \left(\frac{w_a^2}{g} - \frac{w_a^2}{2g} \right) = G_{\text{св}} \frac{w_a^2}{2g},$$

т.-е. вся энергія струи превращается въ полезную работу. Струя, покидая насадокъ, совсѣмъ не имѣетъ абсолютной скорости.

При меньшей скорости сосуда переходить въ полезную работу только доля работы реакції

$$\eta = \frac{L}{\frac{w_a^2}{2g}} = 2 \frac{u}{w_a} - \left(\frac{u}{w_a} \right)^2$$

Для $u = \frac{1}{2} w_a$ получается напр. $\eta = 1 - \frac{1}{4} = 0,75$. При получении работы посредствомъ отклоненія струи (активность) полезный коэффициентъ былъ наибольшимъ ($\eta = 1$) при $u = \frac{1}{2} w_a$. Для равнаго коэффициента реактивное дѣйствіе требуетъ такимъ образомъ большей скорости сосуда.

Примѣры. 1. Возможно представить себѣ примѣненіе реакції струи къ передвиженію экипажей, въ особенности воздушныхъ. Установленный на экипажѣ и приводимый въ дѣйствіе отъ мотора, компрессоръ могъ бы сжимать воздухъ, который затѣмъ вытекалъ бы черезъ насадокъ. Реакція струи передвигала бы экипажъ противъ направленія струи.

При этомъ, не говоря уже обо всемъ остальномъ, нужно принять во вниманіе, что скорость экипажа и ограничена предѣлами, которые лежатъ много ниже скорости истечения воздуха w_a , которая соответствуетъ всего только средней разности давленій. Поэтому, чтобы добиться желаемаго полезнаго коэффициента пришлось бы примѣнять относительно малые разности давленій и скорости воздуха. При $u = 20$ м/сек, $w_a = 100$ м/сек было бы еще

$$\eta = 2 \left(\frac{20}{100} \right) - \left(\frac{20}{100} \right)^2 = 0,36.$$

Этимъ опредѣляется полезный коэффициентъ воздуходувки.

Полезная работа въ лошадиныхъ силахъ

$$N = \frac{L}{75},$$

такимъ образомъ

$$N = \frac{G_{\text{св}}}{75g} \left(w_a u - \frac{u^2}{2} \right),$$

откуда требуемый секундный расход воздуха на одну силу

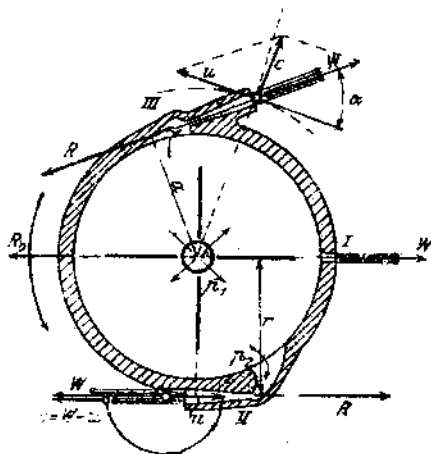
$$\frac{G_{\text{вс}}}{N} = \frac{736}{w_a u - \frac{u^2}{2}}$$

Поэтому при $w_a = 100$, $u = 20$ m/sec надо пропускать в секунду на одну силу $\frac{736}{100 \cdot 20 - 200} = 0,408$ kg — 0,316 cbm при 0° и 760 mm!

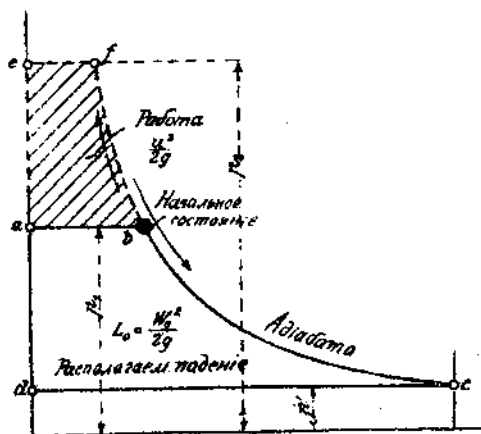
2. Чисто-реактивное колесо. Пусть на ободь вращающегося в подшипниках барабана с центральным подводом пара помешены насадки, расположенные перпендикулярно радиусам (насадокъ Ц) фиг. 87. Реактивное давление по оси струи отремится вращать колесо противоположно направлению струи. Наибольший вращающий момент получается при одинаковомъ разстоянии оси насадка отъ оси барабана въ касательномъ направленномъ насадкѣ II, меньшій—при косомъ насадкѣ III, никакого момента нѣтъ при радиальномъ насадкѣ I.

Если струя должна развить при обыкновенныхъ давленияхъ пара полную реакцію, то насадки должны быть устроены въ формѣ сопелъ.

Если барабанъ, уступая реактивнымъ давлениямъ, вращается съ произвольной постоянной окружной скоростью, для чего на валу барабана долженъ дѣйствовать тормазъ или соответствующее полезное сопротивление, то реакція производитъ полезную работу.



Фиг. 87



Фиг. 88.

Если R — реакція въ состояніи равномернаго вращенія, то полезная работа при касательномъ насадкѣ II:

$$L = Ru,$$

при косомъ насадкѣ III

$$L = Ru \cos \alpha.$$

Насколько велика теперь будетъ L въ каждомъ отдѣльномъ случаѣ, зависитъ отъ того, съ какою абсолютною скоростью c паръ вытекаетъ въ свободную среду, окружающую барабанъ. При насадкѣ II $c = w - u$, гдѣ w — скорость струи въ устьѣ. При насадкѣ III получаютъ c какъ диагональ параллелограмма, въ которомъ сторонами будутъ скорости w и u струи.

При тѣхъ же величинахъ u и c , c будетъ тѣмъ меньше, чѣмъ меньше α , т. е. при касательномъ насадкѣ — наименьшей.

Послѣдній даетъ, при прочихъ одинаковыхъ условіяхъ наибольшую полезную работу.

Полезная работа касательного насадка. Парь притекает по оси колеса и отбрасывается центробежной силой къ внутренней поверхности обода. Благодаря этому давление пара p_2 передъ вступленіемъ въ насадокъ будетъ выше первоначальнаго давления p_1 . На сжатіе килограмма пара отъ p_1 до p_2 затрачивается работа, производимая соответствующей центробежной силой на пути отъ оси до обода. Эта работа по известному закону механики есть $\frac{u^2}{2g}$. Равная этой величинѣ работа сжатія для повышения давления съ p_1 до p_2 представляется на фиг. 88 площадью $abfe$. Производится эта работа самой турбиной.

Скорость теченія w въ насадкѣ обусловливается располагаемой энергіей адиабатическаго расширенія (площадь $efcde$ между p_2 и вѣшнымъ давленіемъ p').

Если L_0 — располагаемая энергія притекающаго пара (въ средину колеса), площадь $abcd$, то паромъ могла бы быть достигнута въ этомъ состояніи скорость истеченія w_0 , которая получается изъ

$$L_0 = \frac{w_0^2}{2g}$$

Вслѣдствіе дѣйствія центробежныхъ силъ скорость истеченія $w > w_0$. Она вычисляется изъ

$$\begin{aligned} \frac{w^2}{2g} &= L_0 + \frac{u^2}{2g} = \\ &= \frac{w_0^2}{2g} + \frac{u^2}{2g} \end{aligned}$$

При данной окружной скорости u , давлении пара p_1 и вѣшномъ давленіи p' можно w вычислить изъ

$$w = \sqrt{w_0^2 + u^2} = \sqrt{2g L_0 + u^2}.$$

Абсолютная скорость выхода будетъ $w - u$; ей соответствуетъ живая сила 1 kg массы струи $\frac{(w-u)^2}{2g}$. Это представляетъ потерю работы. Поэтому полезная работа

$$L = \frac{w_0^2}{2g} - \frac{(w-u)^2}{2g}.$$

Исключая w , имѣемъ

$$\begin{aligned} L &= \frac{w_0^2}{2g} - \frac{(\sqrt{w_0^2 + u^2} - u)^2}{2g} = \\ &= \frac{u}{g} (\sqrt{w_0^2 + u^2} - u), \end{aligned}$$

или также

$$L = \frac{u}{g} (w - u).$$

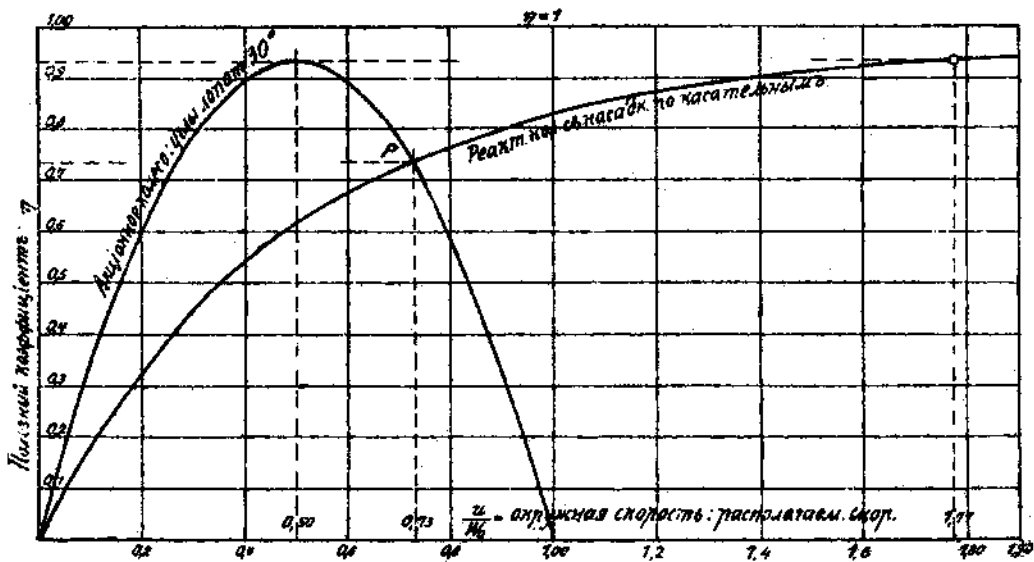
Полезный коэффициентъ колеса будетъ

$$\eta = \frac{L}{L_0} = 1 - \left[\sqrt{1 + \left(\frac{u}{w_0} \right)^2} - \frac{u}{w_0} \right]^2$$

Сравнение реактивного колеса, имѣющаго касательный выходъ струи, съ активнымъ колесомъ, углы лопатокъ котораго равны 30° . На фиг. 89 нанесены полезные коэффициенты обѣихъ колесъ, по выведеннымъ формуламъ, какъ ординаты, а отношенія $\frac{u}{w_0}$ окружной скорости къ располагаемой скорости — какъ абсциссы.

Реактивное колесо достигаетъ коэффициента близкаго къ 1 только при окружной скорости, которая въ нѣсколько разъ больше располагаемой скорости истечения; величина 1 получается только при $\frac{u}{w_0} = \infty$.

(Активное колесо съ лопатками Пельтона и полной (на 180°) переменной направленія струи дало бы $\eta = 1$ уже при $u = 0,5 w_0$)



Фиг. 89

Активное колесо съ 30° обладаетъ при $u = 0,5 w_0$ своимъ наибольшимъ коэффициентомъ $\eta = 0,932$. Чтобы коэффициентъ реактивнаго колеса достигъ такой же величины, оно должно бы имѣть окружную скорость въ $\frac{1,77}{0,5} = 3,54$ раза большую активнаго колеса, т.е. при $w_0 = 900$ m/sec. въ $0,5 \cdot 900 \cdot 3,54 = 1590$ m/sec (практически невозможная величина).

При $\eta = 0,70$ отношеніе окружныхъ скоростей понижается до $\frac{0,65}{0,25} = 2,6$; для активнаго колеса было бы

$$u = 0,25 \cdot 900 = 225 \text{ m/sec,}$$

для реактивнаго

$$u = 0,65 \cdot 900 = 585 \text{ m/sec.}$$

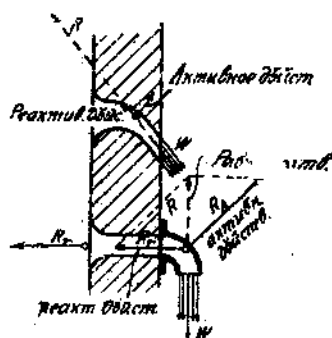
Активное колесо, которое имѣетъ скорость равную 0,73 скорости пара, т.-е. большую нормальной, обладаетъ по фиг. 89 не большимъ коэффициентомъ полезнаго дѣйствія, чѣмъ такъ же быстро вращающееся реактивное колесо, точка P

Потери при истеченіи въ реактивномъ колесѣ должны быть меньше; но надо принять во вниманіе, что въ соплѣ возникаютъ чрезвычайнаго большія скорости.

Чисто-реактивное колесо до сихъ поръ не нашло практическаго примѣненія.

60 Одновременное возникновеніе активныхъ и реактивныхъ силъ. Турбины избыточнаго давленія.

Если, какъ на фиг. 90 (внизу), къ насадку съ прямолинейной осью присоединено колѣно такого же поперечнаго сѣченія то въ прямолинейной части канала струя приобретаетъ ускореніе, здѣсь возникаетъ реактивная сила $R_r = \frac{G_{acc}}{g} w_a$; въ колѣнѣ струя только отклоняется; въ немъ возникаетъ вычисляемая по отд. 58 активная сила R_a . Обѣ



Фиг. 90.

силы складываются въ одну результирующую R , которая по величинѣ и направленію производитъ совместно реактивное и активное дѣйствія.

Почти такъ же обстоитъ дѣло и въ искривленномъ каналѣ, фиг. 90 сверху. Каждая частичка струи, соответственно искривленію пути, производитъ активное давленіе и соответственно мгновенному ускоренію, зависящему отъ соотношенія сѣченій, — реактивное давленіе. Отдѣльныя силы R_r и R_a въ этомъ случаѣ трудно опредѣлить, но результирующее давленіе

въ любомъ случаѣ вычислить просто, если извѣстны скорости входа и выхода по величинѣ и направленію.

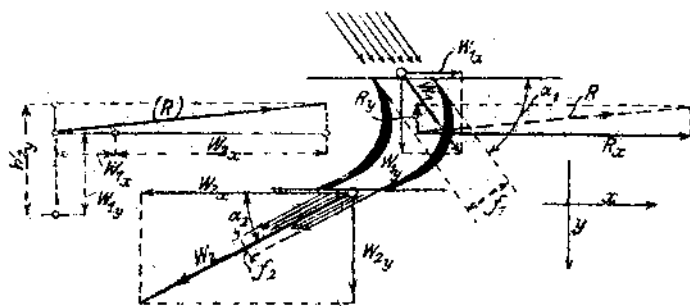
Такъ какъ не только реактивныя силы являются ускорительными силами, но также и активныя, вслѣдствіе боковыхъ ускореній, которыя возникаютъ благодаря измѣненію направленія скорости, то тѣ и другія силы могутъ быть введены въ расчетъ однимъ и тѣмъ же примѣномъ.

Если вести такой же расчетъ, какъ для отклоненной свободной струи (отд. 58) не уже для струи, протекающей въ неподвижномъ кривомъ каналѣ переменнаго сѣченія фиг. 91, при прохожденіи котораго скорость растетъ отъ w_1 до w_2 , то получается слѣдующее: если разложить w_1 на составляющія w_{1x} и w_{1y} и w_2 на w_{2x} и w_{2y} , то извѣстно, что въ направленіи „— x “ скорость увеличивается на $w_{1x} + w_{2x}$.

Этому ускорению соответствует составляющая давления, действующая на струю в направлении „—x“ и равная

$$\frac{G}{g} (w_{1x} - w_{2x}).$$

Противоположная ей сила, действующая на лопатки, есть горизонтальная составляющая R_x полного давления струи.



Фиг. 91.

В направлении „+y“ скорость увеличивается на $w_{2y} - w_{1y}$. Этому ускорению соответствует действующая на струю вниз сила $\frac{G}{g} (w_{2y} - w_{1y})$. Противоположная ей сила, составляющая реакции лопатки R_y , направлена вверх и действует на стѣнки канала. Если бы $w_{1y} > w_{2y}$, то R_y было бы направлено вниз.

Полное давление струи по величинѣ и направлению равно результирующей R_x и R_y .

Если примѣнять этотъ выводъ къ насадку съ колѣномъ фиг. 90, то получается, что результирующая активной R_a и реактивной R_r силъ, которыя можно опредѣлять порознь, имѣетъ вертикальное направление вверхъ. Итакъ, горизонтальная скорость струи какъ внутри сосуда, такъ и въ устьѣ насадка равна нулю. Струя не испытываетъ въ горизонтальномъ направлении никакого замѣненія скорости; только вертикальная составляющая растетъ отъ 0 до w_a и соответствующее давление струи, имѣющее вертикальное направление, равно $\frac{G_{acc}}{g} w_a$.

Въ отдѣльности

$$R_a = \frac{G_{acc}}{g} w_a \sqrt{2}$$

(по отд. 58) подъ угломъ 45° вверхъ.

$$R_r = \frac{G_{acc}}{g} w_a,$$

такъ что

$$R_a = R_r \sqrt{2}.$$

Треугольникъ изъ R_a , R_r и R т. о. прямоугольный, что и должно быть.

Вообще, полное давление струи при $w_1 = 0$ возможно вычислить такъ будто оно производится только реактивными силами, его направление совпадаетъ съ направлениемъ выхода струи и въ сторону противоположную движению.

Если $w_1 > 0$, то фиг. 91 показывает, какъ опредѣляется направление результирующаго давления на лопатку. Оно болѣе, не параллельно направленію выхода

Работа давления струи; турбины избыточнаго давления. Если каналъ фиг. 91 передвигается въ направленіи x съ равномерной скоростью u , то составляющая давления струи R_x производитъ секундную работу $R_x u$. Подведеніе струи безъ удара требуетъ, какъ и въ активномъ колесѣ, чтобы абсолютная скорость притеканія c_1 была диагональю параллелограмма изъ w_1 и u , фиг. 92

Если помѣстить на подвижномъ узкомъ вѣнцѣ много лопатокъ одну за другой такъ, чтобы образовался непрерывный рядъ каналовъ такой формы, какъ на фиг. 92, то получимъ рабочее колесо осевой турбины избыточнаго давления. Паръ вступаетъ въ него изъ соответствующей группы подводящихъ каналовъ въ направленіи, опредѣляемомъ изъ параллелограмма входа. Этотъ второй неподвижный вѣнецъ называется направляющимъ аппаратомъ.

При прохожденіи черезъ направляющій аппаратъ и рабочее колесо, которые въ совокупности образуютъ турбину избыточнаго давления, паръ расширяется отъ начальнаго давления p_0 до противодавления p_2 . При этомъ располагаемая энергія L_0 (на фиг. 93 $L_{0\min}$ или $L_{0\max}$) идетъ на повышение скорости. Если p_1 — давление пара въ выходномъ сѣченіи направляющаго аппарата и въ пространствѣ между направляющимъ аппаратомъ и рабочимъ колесомъ (заворѣ) то въ скорость превратятся: въ направляющемъ аппаратѣ — располагаемая энергія L_1 между p_0 и p_1 , въ рабочемъ колесѣ — L_2 между p_1 и p_2 . Отношеніе

$$\rho = \frac{L_2}{L_0}$$

называется „степенью реакціи“. Чѣмъ меньше L_2 сравнительно съ L_0 , тѣмъ ближе этотъ случай подходитъ къ активному колесу ($\rho = 0$); чѣмъ меньше L_1 , тѣмъ ближе къ чисто-реактивному ($\rho = 1$). Часто бываетъ $\rho = \frac{1}{2}$.

Связь между измѣненіями давления и объема и степенью реакціи получается для адиабатическаго расширенія слѣдующимъ образомъ.

$$L_0 = \frac{k}{k-1} p_0 v_0 \left[\left(\frac{p_0}{p_2} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right]$$

и

$$L_2 = \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[\left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{k-1} - 1 \right]$$

(ср. отд. 53) Поэтому

$$\rho = \frac{\left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{k-1} - 1}{\left(\frac{p_0}{p_2} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1},$$

или

$$\frac{p_0}{p_2} = \left[\frac{1}{\rho} \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{k-1} - \frac{1-\rho}{\rho} \right]^{\frac{k}{k-1}}$$

или

$$\frac{v_2}{v_1} = \left[1 - \rho + \rho \left(\frac{p_0}{p_2} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]^{\frac{1}{k-1}}$$

Одноступенчатая турбина избыточного давления. Располагаемая энергия между давлениями начальнымъ p_0 и конечнымъ p_2 при полномъ превращеніи соотвѣтствуетъ скорости истечения c (располагаемая скорость), которая получается изъ

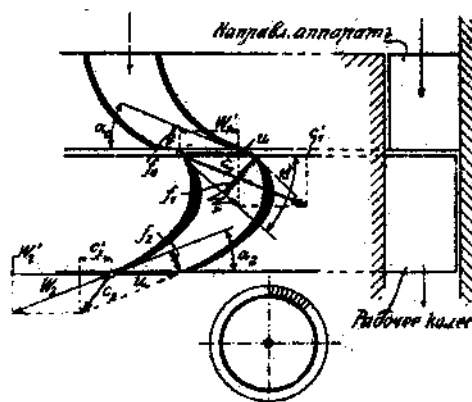
$$\frac{c^2}{2g} = L_0.$$

Истинная скорость истечения изъ направляющаго аппарата c_1 только

$$c_1 = c \sqrt{1-\rho}, \dots\dots\dots (I)$$

такъ какъ

$$\frac{c_1^2}{2g} = L_1 = (1-\rho) L_0.$$



Фиг. 92.

Въ рабочемъ колесѣ начальная (относительная) скорость w_1 увеличивается до w_2 , за счетъ энергіи L_2 . Тогда

$$\frac{w_2^2}{2g} - \frac{w_1^2}{2g} = L_2 = \rho L_0$$

или, подставляя вмѣсто L_0 располагаемую скорость c , имѣемъ

$$w_2^2 - w_1^2 = \rho c^2$$

Величины w_2 и w_1 зависятъ отъ измѣненія поперечныхъ сѣченій. Черезъ каждое поперечное сѣченіе въ установившемся состояніи турбины въ секунду протекаютъ одинаковые вѣса (условіе непрерывно-

сти"). Для выходного сечения направляющего аппарата (f_0) этот весь

$$G_{\text{вс}} = \frac{f_0 c_1}{v_1},$$

для входного сечения (f_1) рабочего колеса

$$G_{\text{вс}} = \frac{f_1 w_1}{v_1},$$

где v_1 — соответствующий удельный объем. Отсюда следует

$$\frac{f_0}{f_1} = \frac{w_1}{c_1}, \quad w_1 = \frac{f_0}{f_1} c_1.$$

Для конечного сечения рабочего вала будет

$$G_{\text{вс}} = \frac{f_2 w_2}{v_2},$$

сравниваемъ

$$\frac{f_0 c_1}{v_1} = \frac{f_2 w_2}{v_2},$$

откуда

$$w_2 = c_1 \frac{f_0 v_2}{f_2 v_1}$$

Поэтому, вставивъ значение c_1 , получимъ относительную скорость выхода

$$w_2 = c \frac{f_0 v_2}{f_2 v_1} \sqrt{1 - \rho}$$

и относительную скорость входа въ рабочее колесо

$$w_1 = \sqrt{w_2^2 - \rho c^2}.$$

или

$$w_1 = c \sqrt{(1 - \rho) \left(\frac{f_0}{f_2} \frac{v_2}{v_1} \right)^2 - \rho},$$

откуда

$$\frac{w_1}{w_2} = \sqrt{1 - \frac{\rho}{1 - \rho} \left(\frac{f_2}{f_0} \frac{v_1}{v_2} \right)^2}$$

Съ другой стороны, изъ условия непрерывности между f_1 и f_2 слѣдуетъ

$$\frac{w_1}{w_2} = \frac{f_2}{f_1} \cdot \frac{v_1}{v_2}$$

Сравниваемъ оба выражения

$$\left(\frac{f_2}{f_1} \right)^2 = \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^2 - \frac{\rho}{1 - \rho} \left(\frac{f_2}{f_0} \right)^2 \dots\dots\dots (\text{II})$$

Это уравнение выражает справедливую для всех случаев связь между отношениями поперечных сечений, увеличением объема пара в рабочем колесе и степенью реакции. При данной располагаемой энергии $\frac{p_0}{p_2}$ значения $\frac{v_2}{v_1}$ и ρ связаны еще вышеуказанным уравнением

$$\frac{v_2}{v_1} = \left[1 - \rho + \rho \left(\frac{p_0}{p_2} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]^{\frac{1}{k-1}} \dots\dots\dots (III)$$

Границы возможного падения давления в простой турбине.

Если рабочий венец имеет, как обычно и делают для простоты выполнения, постоянную радиальную высоту лопаток (фиг. 92), то

$$\frac{f_2}{f_1} = \frac{\sin \alpha_2}{\sin \alpha_1}$$

и

$$\frac{f_2}{f_0} = \frac{\sin \alpha_2}{\sin \alpha_0}$$

Вместе с тем ур. II переходит в

$$\left(\frac{v_2}{v_1} \right)^2 = \left(\frac{\sin \alpha_2}{\sin \alpha_1} \right)^2 + \frac{\rho}{1-\rho} \cdot \left(\frac{\sin \alpha_2}{\sin \alpha_0} \right)^2 \dots\dots\dots (IIa)$$

Предполагая теперь все углы (α_0 , α_1 , α_2) и степень реакции данными, этим вполне определяем увеличение объема $\frac{v_2}{v_1}$ в рабочем колесе и по ур. III также полное падение давления $\frac{p_0}{p_2}$, которое может переработать эта турбина.

Турбина с половинной реакцией ($\rho = \frac{1}{2}$) и одинаковыми углами выхода у направляющего аппарата и рабочего венца ($\alpha_0 = \alpha_2$).

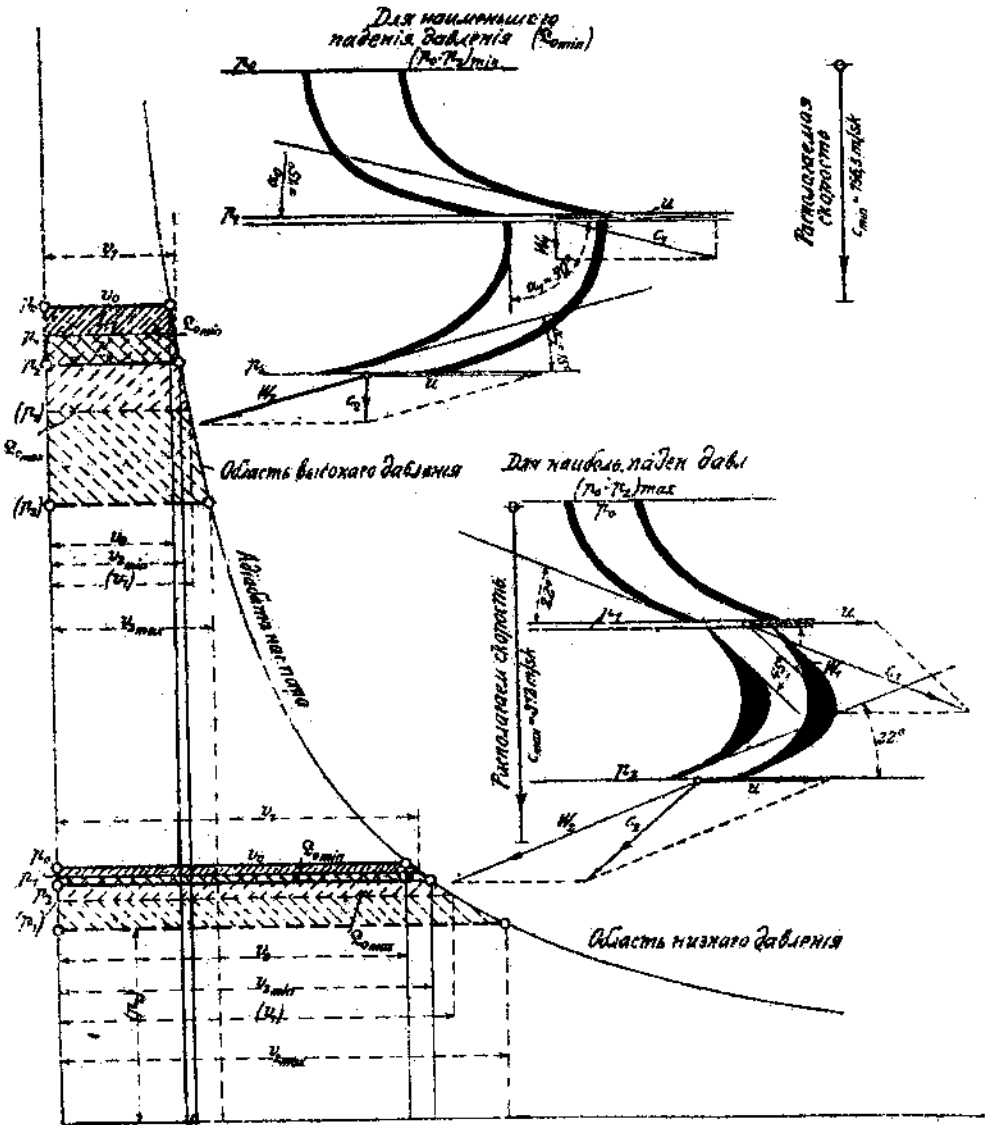
Для этого случая просто из ур. IIa

$$\frac{v_2}{v_1} = \sqrt{1 + \left(\frac{\sin \alpha_0}{\sin \alpha_1} \right)^2} \text{ и по ур. III } \frac{p_0}{p_2} = \left[2 \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{k-1} - 1 \right]^{\frac{k}{k-1}}.$$

Углы α_0 и α_1 , а тем самым $\frac{\sin \alpha_0}{\sin \alpha_1}$ до некоторой степени связаны между собой.

За наименьшую величину α_0 (и α_2) принимают около 15° , за наибольшую 22° (принимая во внимание исследованный ниже полезный коэффициент). Далее, $\sin \alpha_1$ может самое большее быть при $\alpha_1 = 90^\circ$, а наименьшая величина α_1 лежит около $45-50^\circ$. Наименьшая

меньшая величина $\frac{\sin \alpha_0}{\sin \alpha_1}$ тем самым равна $\sin 15^\circ$ (при $\alpha_0 = 15^\circ$, $\alpha_1 = 90^\circ$), наибольшая величина равна $\frac{\sin 22^\circ}{\sin 45^\circ}$. Отсюда получаются ве-



Фиг. 98.

Лопатки турбин избыточного давления с степенью реакции $= 1/2$, для наибольшего и наименьшего возможного падения давления.

величины наименьшей и наибольшей степеней расширения в рабочем колесе

$$\left(\frac{v_2}{v_1} \right)_{min} = 1,033$$

и

$$\left(\frac{v_2}{v_1} \right)_{max} = 1,132.$$

Поэтому самое меньшее падение давления для сухого насыщенного пара, которое может переработать одноступенчатая турбина (при $p = \frac{1}{2}$, $\alpha_0 = \alpha_2$), для $k = 1,135$, будетъ,

$$\left(\frac{p_0}{p_2}\right)_{\min} = (2,1,033^{0,135} - 1)^{\frac{1,135}{0,135}} = 1,0765$$

и наибольшее падение, которое она может переработать

$$\left(\frac{p_0}{p_2}\right)_{\max} = 1,323$$

Диаграмма фиг. 93 показываетъ въ масштабъ эти падения для насыщенного пара въ областяхъ высокаго и низкаго давлений, а также и относящихся сюда лопатки.

Верхняя фигура соответствуетъ наименьшему, а нижняя — наибольшему падениямъ при половинной реакціи.

Для перегрѣтаго пара ($k = 1,3$) будетъ

$$\left(\frac{p_0}{p_2}\right)_{\min} = 1,088$$

и

$$\left(\frac{p_0}{p_2}\right)_{\max} = 1,372,$$

т.е. только немного болѣе, чѣмъ для насыщеннаго пара. Почти такая же величина получается для газовъ.

Большую величину можно получать, если принять меньшую степень реакціи. Вслѣдствіе этого такой случай приближается скорѣе къ активному колесу, падение въ которомъ при примѣненіи сопелъ теоретически неограничено. Въ колесѣ избыточнаго давления, безъ устроенныхъ въ формѣ сопелъ каналовъ падение давления (а вмѣстѣ съ тѣмъ и степень реакціи) ограничено такъ, что ни скорости истечения изъ направляющаго аппарата, ни отношительная конечная скорость (w_2) въ рабочемъ колесѣ не могутъ достигнуть скорости звука.

Окружная скорость (u) Изъ параллелограмма входа фиг. 92 слѣдуетъ

$$\frac{u}{c_1} = \frac{\sin(\alpha_1 - \alpha_0)}{\sin \alpha_1} \dots \dots \dots (IVa)$$

Вводя величину c_1 , имѣемъ поэтому

$$u = c \sqrt{1 - p} \cdot \frac{\sin(\alpha_1 - \alpha_0)}{\sin \alpha_1} \dots \dots \dots (IVb).$$

При данныхъ углахъ и данной степени реакціи определено также и c , такъ какъ падение давления этимъ вполне устанавливается

$$c = \sqrt{2g L_0} = \sqrt{2g \frac{k}{k-1} p_0 v_0 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]};$$

при незначительном падении

$$c \approx \sqrt{2 g p_0 v_0 \left(1 - \frac{p_2}{p_0} \right)}.$$

Для насыщенного пара с вышеупомянутыми предельными величинами $\frac{p_2}{p_0}$ (для половинной реакции)

$$c_{min} = 1,185 \sqrt{p_0 v_0},$$

$$c_{max} = 2,36 \sqrt{p_0 v_0}.$$

Для давлений между 9.1 и 12 ат значение $\sqrt{p_0 v_0}$ лежит в границах от 123 до 142. Взяв среднее 132, имеем

$$c_{min} = 156,5 \text{ m/sec},$$

$$c_{max} = 312 \text{ m/sec}.$$

Отсюда следует для наименьшего падения (при $\alpha_0 = 15^\circ$, $\alpha_1 = 90^\circ$, $\alpha_2 = 130^\circ$)

$$u = 107 \text{ m/sec},$$

для наибольшего падения (при $\alpha_0 = 22^\circ$, $\alpha_1 = 45^\circ$, $\alpha_2 = 22^\circ$)

$$u = 122 \text{ m/sec}.$$

Таким образом мало друг от друга отличающиеся. Для перегретого пара величины будут несколько больше.

Чтобы получить еще меньшие окружные скорости, должно применять большие степени реакции ($\varphi > \frac{1}{2}$); тем самым падение давления, а, значит, и с. уменьшаются. Увеличение α_2 влияет в том же смысле, но уже за счет ухудшения полезного коэффициента.

Полезная работа и полезный коэффициент. Действующая по направлению вращения рабочая сила R давления на лопатку R получается из произведения $\frac{G_{\text{пар}}}{g}$ на полное изменение скорости пара по направлению вращения (в рабочем колесе). Это изменение можно определить как разность (или сумму) окружных составляющих c_1' и c_2' абсолютных скоростей выхода c_1 и c_2 из направляющего аппарата и рабочего колеса, или же — как разность (сумму) окружных составляющих относительных скоростей w_1 и w_2 . По известному положению, которое легко подтверждается при взгляде на параллелограммы фиг. 92, получаются одинаковые окружные составляющие, проектируются ли непосредственно c_1 на направление вращения (c_1'), или проектируются ее составляющие w_1 и u (w_1' и u); то же самое справедливо и для истечения из рабочего колеса. При втором способе вычисления одинаковые величины u сокращаются.

Быстрѣ всего достигаютъ результата, пользуясь въ точкѣ входа слагающей отъ c_1 , а въ точкѣ выхода — слагающей отъ w_2 и скоростью u . Первая будетъ $c_1 \cos \alpha_0$, разность послѣднихъ $w_2 \cos \alpha_2 - u$. Сумма этихъ величинъ

$$c_1 \cos \alpha_0 + w_2 \cos \alpha_2 - u$$

представляетъ полное измѣненіе скорости въ направленіи вращенія.

Поэтому рабочая слагающая для 1 kg пара

$$R_x = \frac{1}{g} (c_1 \cos \alpha_0 + w_2 \cos \alpha_2 - u)$$

и ея секундная работа, которую рабочее колесо воспринимаетъ какъ полезную работу,

$$L = R_x u,$$

т.-е.

$$L = \frac{u}{g} (c_1 \cos \alpha_0 + w_2 \cos \alpha_2 - u).$$

Располагаемая энергія пара

$$L_0 = \frac{c^2}{2g}.$$

Такимъ образомъ, въ работу превращается доля $\eta = \frac{L}{L_0}$ (полезный коэффициентъ).

Получается

$$\eta = \frac{2u}{c} \left(\frac{c_1}{c} \cos \alpha_0 + \frac{w_2}{c} \cos \alpha_2 - \frac{u}{c} \right)$$

При

$$c_1 = c \sqrt{1 - \rho}$$

и

$$w_2 = c \frac{f_0}{f_2} \frac{v_2}{v_1} \sqrt{1 - \rho}$$

будетъ

$$\eta = 2 \frac{u}{c} \left[\left(\cos \alpha_0 + \frac{\sin \alpha_0}{\sin \alpha_2} \frac{v_2}{v_1} \cos \alpha_2 \right) \sqrt{1 - \rho} - \frac{u}{c} \right] \quad (VI)$$

Если углы α_0 , α_1 , α_2 и степень реакціи даны, то сюда надо поставить $\frac{u}{c}$ изъ ур. IVb и $\frac{v_2}{v_1}$ изъ ур. Па

Для незначительнаго паденія давленія при

$$\alpha_0 = \alpha_2 \text{ будетъ } \frac{v_2}{v_1} \approx 1.$$

$$\eta \approx 2 \frac{u}{c} \left(2 \sqrt{1 - \rho} \cos \alpha_0 - \frac{u}{c} \right)$$

или при

$$v = \frac{c_1}{\sqrt{1-\rho}}$$

$$\eta \approx 2(1-\rho) \frac{u}{c_1} \left(2 \cos \alpha_0 - \frac{u}{c_1} \right)$$

Для половинной степени реакции

$$\eta \approx \frac{u}{c_1} \left(2 \cos \alpha_0 - \frac{u}{c_1} \right)$$

Для особого случая $\alpha_1 = \alpha_2$ будет проще

$$\begin{aligned} \eta &= 2 \frac{u}{c} \left[\left(1 + \frac{v_2}{v_1} \right) \sqrt{1-\rho} \cos \alpha_0 - \frac{u}{c} \right] = \\ &= 2 (1-\rho) \frac{u}{c_1} \left[\left(1 + \frac{v_2}{v_1} \right) \cos \alpha_0 - \frac{u}{c_1} \right] \end{aligned}$$

при

$$\frac{u}{c_1} = \frac{\sin (\alpha_1 - \alpha_0)}{\sin \alpha_1}$$

Примеръ. Для вышеупомянутыхъ предѣльныхъ случаевъ наименьшаго и наибольшаго паденія при половинной степени реакции было для наименьшаго паденія ($\alpha_1 = 90^\circ$, $\alpha_0 = 15^\circ$).

$$\frac{v_2}{v_1} = 1,033.$$

Такъ какъ $\frac{u}{c_1} = \frac{\sin 75^\circ}{\sin 90^\circ} = 0,966$, то

$$\eta = 0,966 (2,033 \cdot 0,966 - 0,966) = 0,966.$$

Для наибольшаго паденія ($\alpha_1 = 45^\circ$, $\alpha_0 = \alpha_2 = 22^\circ$) было

$$\frac{v_2}{v_1} = 1,132,$$

даже

$$\frac{u}{c_1} = \frac{\sin 22^\circ}{\sin 45^\circ} = 0,553.$$

Поэтому

$$\eta = 0,553 (2,132 \cdot 0,927 - 0,553) = 0,787.$$

Т.е. полезный коэффициентъ для наибольшаго паденія decreases значительно меньше, чѣмъ для наименьшаго. Относительно окружныхъ скоростей ср выше.

Скорость истечения изъ рабочаго колеса. Если c_2 , фиг. 92, было бы равно нулю, то вся освобождающаяся энергия пара воспринималась бы рабочимъ колесомъ. Полезный коэффициентъ турбины былъ бы равенъ единицѣ. Въ дѣйствительности c_2 всегда имѣетъ нѣкоторую положительную величину (ср. фиг. 93), которая получается изъ полезнаго коэффициента такъ: пусть

$$L = \eta L_0$$

и потеря работы

$$L - L_0 = (1 - \eta) L_0 = \frac{c_2^2}{2g}$$

Такимъ образомъ

$$c_2 = \sqrt{2g(1 - \eta) L_0}$$

или при

$$c = \sqrt{2g L_0}$$

будетъ

$$c_2 = c \sqrt{1 - \eta} = c_1 \sqrt{\frac{1 - \eta}{1 - \rho}}$$

На фиг. 93 величины c_2 нанесены также въ масштабъ. Сравнение съ начерченными тутъ же величинами располагаемыхъ скоростей дастъ возможность оцѣнить величину потери.

Общій ходъ расчета Тремя уравненіями

$$\frac{u}{c} = \frac{\sin(\alpha_1 - \alpha_0)}{\sin \alpha_1} \sqrt{1 - \rho} \quad \dots \dots \dots \text{(IVb)}$$

$$\frac{v_2}{v_1} = \sqrt{\left(\frac{\sin \alpha_2}{\sin \alpha_1}\right)^2 + \frac{\rho}{1 - \rho} \left(\frac{\sin \alpha_2}{\sin \alpha_0}\right)^2} \quad \dots \dots \dots \text{(IIb)}$$

$$\frac{p_0}{p_2} = \left[\frac{1}{\rho} \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{k-1} - \frac{1 - \rho}{\rho} \right]^{\frac{k}{k-1}} \quad \dots \dots \dots \text{(V)}$$

вполнѣ опредѣляются важнѣйшія величины. Изъ содержащихся въ этихъ трехъ уравненіяхъ 7 переменныхъ величинъ

$$\frac{u}{c} \text{ (или } \frac{u}{c_1} = \frac{u}{c} \frac{1}{\sqrt{1 - \rho}}), \alpha_0, \alpha_1, \alpha_2, \rho, \frac{v_2}{v_1}, \frac{p_0}{p_2}$$

четыре могутъ быть выбраны; остальные находятся изъ этихъ уравненій.

1 Могутъ быть даны $\alpha_0, \alpha_1, \alpha_2, \rho$; тогда изъ ур IVb получается отношеніе $\frac{u}{c}$, изъ ур. IIb — $\frac{v_2}{v_1}$ и при помощи послѣдняго изъ ур. V — паденіе давленія $\frac{p_0}{p_2}$, которое можетъ переработать колесо. Величина работы L_0 опредѣляется теперь или изъ JS диаграммы въ Cal, или изъ формулы работы

$$L_0 = \frac{k}{k-1} p_0 v_0 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] \text{ mkg/kg.}$$

Отсюда получается c по формулѣ

$$c = \sqrt{2g L_0}$$

и тѣмъ самымъ находится и По ур. VI опредѣляется η .

2. Но могутъ быть также даны $\frac{u}{c}$ (или $\frac{u}{c_1}$), α_0 , α_2 , ρ . Тогда изъ ур. IVb получается уголъ входа въ рабочее колесо по формулѣ

$$\cotg \alpha_1 = \frac{\cos \alpha_0 - \frac{u}{c_1}}{\sin \alpha_0},$$

дальше $\frac{v_2}{v_1}$ изъ ур. IIb и $\frac{p_0}{p_2}$, L_0 , c , u , η — какъ и въ первомъ случаѣ.

3. Если заданы паденіе давленія $\frac{p_0}{p_2}$ и степень реакціи ρ , дальѣ, выбраны α_0 и α_2 , то получается прежде всего $\frac{v_2}{v_1}$ изъ ур. V, именно

$$\frac{v_2}{v_1} = \left[1 - \rho + \rho \left(\frac{p_0}{p_2} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]^{\frac{1}{k-1}},$$

вмѣстѣ съ тѣмъ изъ ур. IIb

$$\sin \alpha_1 = \frac{\sin \alpha_2}{\sqrt{\left(\frac{v_2}{v_1} \right)^2 - \frac{\rho}{1 - \rho} \left(\frac{\sin \alpha_2}{\sin \alpha_0} \right)^2}}$$

и $\frac{u}{c}$ изъ ур. IVb.

По располагаемой энергіи найдется c ; тогда также опредѣляется u ; η — изъ ур. VI.

Многоступенчатая турбина избыточнаго давленія.

Паденіе давленія, которое можетъ переработать одноступенчатая турбина избыточнаго давленія съ нѣкоторой средней степенью реакціи, сравнительно очень мало. Чтобы использовать въ турбинѣ избыточнаго давленія значительное паденіе давленія пара съ 8—12 ат до 0,1—0,05 ат abs, какое должно быть примѣняемо въ цѣляхъ экономичности, не остается ничего другого, какъ соединить между собою большое число турбинъ избыточнаго давленія. Направляющій аппаратъ каждой турбины помѣщается непосредственно за рабочимъ колесомъ предыдущей и воспринимаетъ отработавшій въ ней паръ. Такъ образуется многоступенчатая турбина избыточнаго давленія, или турбина Парсонса.

Если для одной ступени, т.-е. одной группы изъ направляющаго аппарата и рабочаго колеса, паденіе давленія $\varphi = \frac{p_0}{p_2}$, и если эта величина одинакова для всѣхъ такихъ группъ (отдѣльныхъ турбинъ), то давленіе истеченія изъ перваго рабочаго колеса $\frac{p_0}{\varphi}$, изъ втораго $\frac{p_0}{\varphi^2}$,

изъ z — таго $\frac{p_0}{\varphi^z}$ Это давлѣніе должно быть равно противодавлѣнію p .
т.-е.

$$p' = \frac{p_0}{\varphi^z}$$

Отсюда слѣдуетъ число ступеней

$$z = \frac{\log \frac{p_0}{p'}}{\log \varphi}$$

Напримѣръ, для $\varphi = 1,08$, $p_0 = 12$ ат. $p' = 0,05$ ат будетъ

$$z = \frac{\log \frac{12}{0,05}}{\log 1,08} = 72$$

Паденіе давлѣнія φ было бы одинаково во всѣхъ ступеняхъ, если бы всѣ имѣли одинаковыя углы и степени реакціи, какъ ясно изъ предыдущаго Въ дѣйствительности, принимая во вниманіе отношеніе поперечныхъ сѣченій, въ первыхъ ступеняхъ (высокаго давлѣнія) работают съ меньшимъ паденіемъ, чѣмъ въ послѣднихъ ступеняхъ (низкаго давлѣнія), вслѣдствіе него и число ступеней увеличивается. Большее число ступеней обуславливается также сопротивленіями теченію. Въ виду этого линія расширенія протекаетъ не адиабатически, а по нѣкоторой болѣе пологой кривой. Можно было бы въ ур. V принять это во вниманіе постановкой меньшаго показателя k , и обнаружить, что для одинаковыхъ угловъ получается меньшее паденіе давлѣнія.

При очень большомъ числѣ ступеней въ многоступенчатой турбинѣ избыточнаго давлѣнія, вслѣдствіе малыхъ отдѣльныхъ паденій давлѣнія, получаютъ значительно меньшія окружныя скорости, чѣмъ въ одноступенчатой турбинѣ равнаго давлѣнія при одинаковомъ полномъ паденіи давлѣнія. Числа оборотовъ равнымъ образомъ уменьшаются, однако не въ томъ же отношеніи, потому что турбина избыточнаго давлѣнія не можетъ быть выполнена парціальною, и поэтому требуетъ меньшаго діаметра колеса.

81. Производство холода парами.

Сущность производства холода вообще и понятіе о „носителѣ холода“ уже изложены въ отд. 33 (Производство холода газами). Какъ носители холода теперь исключительно употребляются въ техническихъ холодильныхъ процессахъ пары аммиака (NH_3), углекислоты (CO_2) и сернистаго ангидрида (SO_2)

Изъ парамъ также примѣнимы описанныя при газахъ приемы. Свойства паровъ допускаютъ, однако, значительныя упрощенія этихъ приемовъ.

Именно, съ газами можно достигнуть требуемой низкой температуры только адиабатическимъ расширеніемъ предварительно сжатого носителя холода (воздуха) въ особомъ расширителѣ. Влажные пары напротивъ, могутъ быть охлаждены безъ расширителя, просто при мятіи съ высокаго на низкое давленіе и соответственномъ испареніи части жидкости (отд. 51).

При этомъ, конечно, теряется работа расширения, которая могла быть въ расширителѣ использована для уменьшенія работы двигателя въ процессѣ. Но это обстоятельство теряетъ значеніе вслѣдствіе того, что начальная степень сухости смѣси доводится до нуля, т.-е. до чистой жидкости.

Послѣ мятія часть жидкости испаряется, отчего жидкость охлаждается. Только оставшуюся еще жидкой часть смѣси надо разматривать, какъ носитель холода. Отнимая тепло отъ охлаждаемаго тѣла, жидкость продолжаетъ испаряться, но удерживаетъ свою низкую температуру, пока не испарится вся. Дальнѣйшее сообщеніе тепла носителю холода (охладительный эффектъ) прекращается.

Поэтому для охлаждательнаго эффекта паровъ характеристикой служить теплота испаренія носителя холода, въ то время какъ охлаждаемый эффектъ газовъ обусловленъ ихъ теплоемкостью c_p .

Производство холода парами проходитъ при неизмѣнной температурѣ. Это—существенное преимущество паровъ по сравненію съ газами, при которыхъ во время производства холода температура повышается.

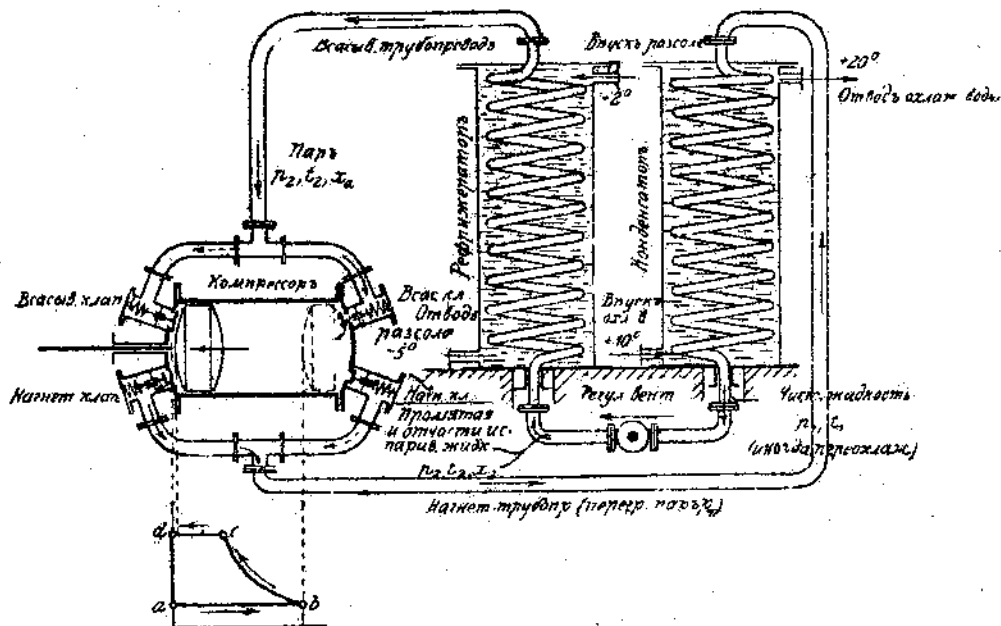
Соответственно этому получается теперь слѣдующая система охлаждения, фиг. 94.

Компрессоръ присасываетъ амміачные пары (или пары SO_2 , CO_2) въ состояніи близкомъ къ сухому насыщенному и сжимаетъ ихъ до такого давленія, чтобы при температурѣ располагаемой обыкновенно охлаждающей воды (отъ 10 до 20°) сжатые пары могли сжижаться при постоянномъ давленіи. Такимъ образомъ, по отд. 50 для охлаждающей воды 15° давленіе въ концѣ сжатія при NH_3 должно равняться по крайней мѣрѣ 7,45 kg/cm abs. Сжиженіе происходитъ не въ цилиндрѣ компрессора, а въ змѣевикѣ (или системѣ змѣевиковъ) въ нагнетательномъ трубопроводѣ компрессора (фиг. 94) Змѣевники располагаются или въ сосудѣ съ протекающей водой, или просто въ воздухѣ и тогда орошаются водой (конденсаторъ съ погруженнымъ змѣевикомъ и орошаемый конденсаторъ).

Жидкій амміакъ течетъ далѣе изъ конденсатора черезъ регулируемый отъ руки вентиль (редукціонный вентиль, дроссельный вентиль) во второй змѣевикъ, который включенъ во всасывающій трубопроводъ компрессора и въ которомъ такимъ образомъ господствуетъ давленіе всасыванія. Это давленіе зависитъ отъ температуры во второмъ змѣевикѣ, которая въ свою очередь обусловливается цѣлями примѣненія холода, т.-е. задается. Она бываетъ въ машинахъ для охлажденія помѣшеній и производства льда приблизительно — 7° до — 10° (принимаемая за „нормальная“ величины температуръ

разсола и охлаждающей воды указаны на фиг. 94). При аммиакѣ, соотвѣтственно давлению всасыванія, давление въ рефрижераторѣ поддерживается дроссельнымъ вентилемъ примѣрно около 3 kg/cm abs.

Въ этомъ второмъ змѣевикѣ происходитъ собственно холодильный процессъ. Змѣевикъ находится въ сосудѣ, черезъ который протекаетъ разсолъ. Разсолъ отдаетъ при этомъ часть своего тепла болѣе холодному аммиаку. Послѣдній испаряется вслѣдствіе сообщенія тепла при постоянной температурѣ, въ то же время разсолъ, вслѣдствіе отнятія тепла аммиакомъ, охлаждается почти до температуры послѣдняго. Разсолъ вытекаетъ при температурѣ около -5° , а притекаетъ около -20° ; онъ дѣйствуетъ, несмотря на свой „холодъ“, на еще болѣе холодный ам-



Фиг. 94.

миакъ какъ горячее тѣло. Сосудъ съ разсоломъ и испарительнымъ змѣевикомъ называется „рефрижераторомъ“

Оттекающій холодный разсолъ переноситъ холодъ соотвѣтственно цѣлямъ примѣненія (производство льда, охлажденіе помѣщеній, замораживаніе), т. е. онъ на своемъ дальнѣйшемъ пути отнимаетъ тепло отъ охлаждаемыхъ тѣлъ. Послѣднія становятся холоднѣе, а разсолъ нагревается до -20° . От этой температурой онъ опять поступаетъ въ рефрижераторъ, чтобы снова охладиться. Перешедшій въ паръ аммиакъ снова сжимается, сжижается и мнется, послѣ чего онъ какъ носитель холода снова поступаетъ въ рефрижераторъ.

Процессъ можно легко прослѣдить на схемѣ фиг. 94. Вышедшій сверху изъ рефрижератора почти сухой аммиачный паръ давления p_2 и температуры t_2 присасывается черезъ всасывающій трубопроводъ компрессоромъ (двойного дѣйствія); при слѣдующемъ ходѣ поршня онъ

сжимается и выталкивается въ нагнетательный трубопроводъ. Въ видѣ перегрѣтаго пара давленія p_1 притекаетъ онъ этимъ трубопроводомъ къ конденсатору, въ который вступаетъ сверху. Тамъ онъ превращается, благодаря отдачѣ тепла охлаждающей водѣ, въ жидкій амміакъ такого же давленія и оставляетъ конденсаторъ внизу съ давленіемъ p_1 , соответствующимъ температурѣ кипѣнія. а иногда даже съ болѣе низкой температурой (переохлажденный). Черезъ редукціонный вентиль, который можетъ по мѣрѣ надобности регулироваться отъ руки, онъ жидкимъ течетъ къ рефрижератору. Его давленіе понижено мѣнемъ до p_2 , его температура — до соответствующей температуры кипѣнія t_2 , причемъ небольшая часть (около 15%) перешла въ паръ. Притекающій сверху при — 2° разсолъ доводитъ весь амміакъ до испаренія, при этомъ самъ охлаждается и покидаетъ внизу рефрижераторъ въ свою очередь какъ носитель холода.

Расходъ работы тождественъ съ работой, требуемой для компрессора. Отвлекаясь отъ побочныхъ потерь, ее получаютъ изъ кривой давленій въ компрессорѣ (диаграммы компрессора).

Пусть компрессоръ присасываетъ паръ при p_2 at abs съ почти 50% влажностью, линія ab , фиг. 95. Затѣмъ при адиабатическомъ сжатіи, линія bc , пары слѣдуютъ приблизительно закону

$$pv^k = \text{const.}$$

причемъ можно положить для

амміака	$k = 1,323$,
углекислоты	$k = 1,30$,
сѣрнистаго ангидрида	$k = 1,26$

Такое течение соответствуетъ предположенію такъ называемаго „сухого“ хода компрессора, т.-е. начала сжатія приблизительно сухого пара, при чемъ тогда линія сжатія протекаетъ болѣею частью въ области перегрѣва.

При значительной близости критической точки, что напр происходитъ при углекислотѣ, адиабата весьма отличается отъ pv^k .

Работа компрессора (всасываніе, сжатіе, выталкиваніе), соответствующая площади теоретической диаграммы, фиг. 95, какъ въ предыдущихъ случаяхъ (ср. отд. 25) выразится для 1 kg

$$L = \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[\left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right]$$

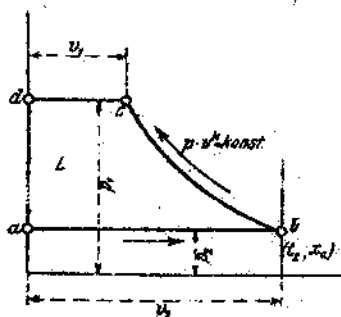
Фиг. 96 даетъ индикаторную диаграмму амміачнаго компрессора ¹⁾. Соответствующая давленію всасыванія кругло 2,9 at abs температура всасыванія будетъ кругло — 10°. Въ концѣ сжатія въ цилиндрѣ вслѣдствіе перегрѣва температура амміака, соответствующая давленію кругло 9,8 at abs, выше 23,3° (въ нагнетательной трубѣ 36,6°).

Температура конденсатора, соответственно давленію кругло 9,2 at abs въ концѣ нагнетательнаго хода, кругло + 21,3°.

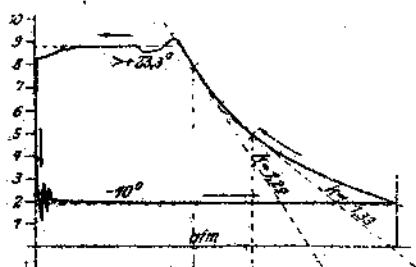
¹⁾ Zeitschr. für das gesamte Brauwesen. 29 Jahrg. стр. 355.

Показатель степени для линии сжатия получается по способу касательных въ двухъ мѣстахъ 1,29 и 1,33.

Охладительный эффектъ 1 kg охлаждающей жидкости. Воспринимаемое въ рефрижераторѣ охлаждающей жидкостью (NH_3 , SO_2 , CO_2) тепло изъ рассола, идущее на ея испареніе, есть охладительный эффектъ охлаждающей жидкости. Онъ можетъ определяться по теплотѣ испаренія чистой жидкости, содержащейся въ охлаждающей смѣси, если извѣстны начальное и конечное состояніе (паросодержаніе) смѣси въ рефрижераторѣ



Фиг. 95



Фиг. 96.

Начальное состояніе испаренія тождественно съ конечнымъ состояніемъ мятія. Последнее можетъ быть вычислено по отд. 51 изъ состоянія нематой жидкости, если извѣстны начальное и конечное давленія (p_1 и p_2) мятія. Если передъ мятіемъ чистая жидкость имѣется подъ давленіемъ p_1 , соответствующимъ температурѣ кипѣнія t_1 , то по отд. 51 паросодержаніе уже мятой жидкости

$$\alpha_2 = \frac{q_1 - q_2}{r_2} + \frac{1}{427} \frac{p_1 - p_2}{r_2} \sigma$$

При данныхъ значеніяхъ p_1 и p_2 всѣ величины могутъ быть взяты изъ таблицъ для пара, послѣ чего α_2 вычисляется.

Если послѣ испаренія паросодержаніе есть α_2 (примѣрно 0,95), то въ рефрижераторѣ превращается въ паръ изъ 1 kg охлаждающей жидкости льсовая часть

$$(1 - \alpha_2) - (1 - \alpha_1) = \alpha_1 - \alpha_2 \text{ kg}$$

Для этого со стороны рассола должно быть отдано количество тепла

$$r_2 (\alpha_1 - \alpha_2) = Q_k$$

Это и есть искомый охладительный эффектъ 1 kg охлаждающей жидкости

Подставляя значеніе α_2 , получимъ

$$Q_k = \alpha_2 r_2 - q_1 + q_2 - \frac{p_1 - p_2}{427} \sigma$$

Если бы было возможно переводить жидкость безъ частичнаго испаренія съ вы-
сокаго на низкое давленіе ($x_2 = 0$) и кромѣ того въ рефрижераторѣ испарить всю жид-
кость ($x_2 = 1$), то было бы $Q_k = r_2$, т.-е. охладительный эффектъ 1 kg былъ бы равенъ
теплотѣ испаренія при температурѣ рефрижератора. Въ действительности всегда будетъ
 $Q_k < r_2$. Последний членъ въ Q_k , какъ уже показано въ отд. 51, играетъ незначи-
тельную роль. Поэтому достаточнымъ приближеніемъ будетъ

$$Q_k = x_2 r_2 - (q_1 - q_2),$$

и въ лучшемъ случаѣ ($x_2 = 1$),

$$Q_k = r_2 - (q_1 - q_2),$$

т.-е. охладительный эффектъ по крайней мѣрѣ на разность вы-
шей и низшей теплотъ жидкости меньше теплоты испаренія
жидкости при давленіи всасыванія.

Изъ охладительнаго эффекта Q_k для 1 kg получается для охла-
жденія на 1 Cal необходимый вѣсъ охлаждающей жидкости равнымъ

$$\frac{1}{Q_k}$$

Рабочій объемъ компрессора обуславливается объемомъ присасывае-
мыхъ паровъ. Если v_2 — объемъ 1 kg сухого пара, относящийся къ да-
вленію всасыванія (по таблицамъ), то 1 kg присасываемыхъ паровъ
при $x_2 = 0,95$ имѣетъ объемъ $0,95 v_2$ cbm. Для охлажденія на 1 Cal
компрессоръ долженъ такимъ образомъ всасывать объемъ

$$V(1 \text{ Cal}) = \frac{0,95 v_2}{Q_k} \text{ cbm.}$$

Отсюда по заданному часовому охладительному эффекту получается
объемъ, перерабатываемый компрессоромъ въ 1 часъ, и далѣе, по за-
данному числу оборотовъ также (теоретически необходимый) объемъ
компрессора

Сравненіе NH_3 , SO_2 , CO_2 -машинъ. По упрощенной формулѣ для
охладительнаго эффекта 1 kg

$$Q_k = 0,95 r_2 - (q_1 - q_2)$$

получается при нижней температурѣ $t_1 = -8^\circ$ и верхней $t_2 = +20^\circ$ по
паровымъ таблицамъ

$$\text{для } \text{NH}_3 \quad Q_k = 0,95 \cdot 321,1 - (18,66 + 7,08) \cong 279 \text{ Cal/kg}$$

$$\text{„ } \text{SO}_2 \quad Q_k = 0,95 \cdot 93,02 - (6,68 + 2,54) \cong 79 \text{ „}$$

$$\text{„ } \text{CO}_2 \quad Q_k = 0,95 \cdot 60,34 - (12,82 + 4,19) \cong 40 \text{ „}$$

Такимъ образомъ амміакъ даетъ при одинаковомъ вѣсѣ наи-
большій охладительный эффектъ.

Рабочіе объемы компрессоровъ при данномъ числѣ оборотовъ и
данномъ охладительномъ эффектѣ пропорціональны дроби $\frac{v_2}{Q_k}$ По-

злѣдная (для вышеупомянутыхъ температурныхъ границъ) будетъ

$$\begin{aligned} \text{для } NH_3 \text{ равна } \frac{0,402}{272} &= \frac{1}{694}, \\ \text{" } SO_2 \text{ " } \frac{0,3047}{79} &= \frac{1}{259}, \\ \text{" } CO_2 \text{ " } \frac{0,0135}{40} &= \frac{1}{2961}. \end{aligned}$$

Такимъ образомъ рабочіе объемы относятся какъ

$$\frac{1}{694} : \frac{1}{259} : \frac{1}{2961}$$

или какъ 4,27 (NH_3) : 11,4 (SO_2) : 1 (CO_2).

Т.-е. самыхъ малыхъ компрессоровъ (по рабочему объему) требуетъ углекислота, наибольшихъ — сѣрнистый ангидридъ, амміакъ занимаетъ средину.

Давленія конденсатора (p_1) и рефрижератора (p_2) равняются для вышеуказанныхъ температуръ

$$\begin{aligned} \text{при } NH_3 \quad p_1 &= 8,8 \quad p_2 = 3,2 \text{ kg/qcm abs,} \\ \text{" } CO_2 \quad p_1 &= 3,35 \quad p_2 = 1,14 \text{ " " } \\ \text{" } SO_2 \quad p_1 &= 58,1 \quad p_2 = 28,7 \text{ " " } \end{aligned}$$

Поэтому съ наибольшими давленіями работаетъ машина на углекислотѣ, съ наименьшими — на сѣрнистомъ ангидридѣ.

Охладительный эффектъ на 1 индикаторный силочасъ. Важнѣйшая для практики величина въ холодильныхъ установкахъ — это расходуемая на опредѣленный охладительный эффектъ механическая работа. Теперь принято указывать не число лошадиныхъ силъ, которое необходимо для отнятія опредѣленнаго количества тепла въ данный промежутокъ времени а наоборотъ — охладительный эффектъ (въ Cal), который будетъ получаться на индикаторный силочасъ.

Если Q — полный часовой охладительный эффектъ, N_i — индикаторная мощность компрессора, то $\frac{Q}{N_i}$ есть требуемая величина.

Теоретическая работа компрессора для 1 kg охлаждающей жидкости

$$L = \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[\left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] \text{ mkg.}$$

Теоретически достигаемый этой работой охладительный эффектъ

$$Q_k \approx x_2 r_2 - (q_1 - q_2) \text{ Cal.}$$

Однимъ mkg. достигается охладительный эффектъ $\frac{Q_k}{L}$ Cal. Такъ какъ

силочась равенъ $75.3600 = 270000$ mkg, то эта работа дастъ охладительный эффектъ

$$270000 \frac{Q_i}{L} \text{ Cal на инд. силочась.}$$

Это и есть искомая величина $\frac{Q}{N_i}$. Подставляя значенія Q_i и L , получаемъ

$$\frac{Q}{N} = 270000 \frac{x_2' - (q_1 - q_2)}{\frac{k}{k-1} p_2 v_2 \left[\left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right]}$$

Для данныхъ предыдущаго примѣра съ NH_3 при

$$p_1 = 8,79.10000 \text{ kg/qm, } p_2 = 3,18.10000, \quad v_2 = 0,95.0,402 \text{ cbm/kg}$$

$$L = \frac{1,323}{0,323} \cdot 3,18.10000.0,95.0,402 \left[\left(\frac{8,79}{3,18} \right)^{0,344} - 1 \right] = 13970 \text{ mkg/kg,}$$

съ SO_2

$$L = \frac{1,26}{0,26} \cdot 1,14.10000.0,95.0,3047 \left[\left(\frac{3,35}{1,14} \right)^{0,206} - 1 \right] = 3970 \text{ mkg/kg.}$$

съ CO_2

$$L = \frac{1,30}{0,30} \cdot 28,7.10000.0,95.0,0135 \left[\left(\frac{58,1}{28,7} \right)^{0,231} - 1 \right] = 3822 \text{ mkg/kg.}$$

Отсюда слѣдуетъ, подставляя опредѣленные выше значенія Q_i

для NH_3	SO_2	CO_2
$\frac{Q}{N_i} = 5390$	5370	3820 Cal

на инд. силочась.

Для другихъ значеній верхней и нижней температуръ получались бы также другія (большія или меньшія) значенія удѣльныхъ мощностей. Верхняя температура обуславливается охлаждающей водой, нижняя — цѣлями примѣненія холода. Указанныя величины $+20^\circ$ и -8° представляютъ среднія значенія.

Величина, вычисленная для углекислоты, менѣе точна, чѣмъ другія, вслѣдствіе близости критической точки; во всякомъ случаѣ, теоретическій процессъ при вышеприведенныхъ соотношеніяхъ наименѣе выгоденъ для CO_2 .

Практически достигнутый и вообще достижимый охладительный эффектъ гораздо меньше этихъ теоретическихъ цифръ. Съ лучшей амміачной машиной достигаютъ при самыхъ благоприятныхъ обстоятельствахъ 4500 Cal на индикаторный силочась, съ $SO_2 - CO_2$ — машинами самое большее 4000 Cal.

При обыкновенныхъ условіяхъ производства, предполагая правильное примѣненіе и стоящую на должной высотѣ конструктивную разработку, различныя системы машинъ мало разнятся по охладительному эффекту. Понятно, охладительный эффектъ не единственное данное для пракческаго сужденія о машинѣ.

Важнѣйшія причины уменьшенія на практикѣ охладительнаго эффекта сравнительно съ теоретическими данными, слѣдующія:

1. Неизбѣжная разность температуръ между охлаждающей жидкостью и рассоломъ, а также и холодной водой.
2. Сопротивленія клапановъ. Они сказываются въ увеличеніи дѣйствительной компрессорной диаграммы по сравненію съ теоретической.
3. Неплотности поршня и клапановъ.
4. Потери благодаря теплопроводности и лученспусканію.

Кромѣ того, вслѣдствіе тренія движущихся частей, требуемая мощность больше индикаторной мощности компрессора. Механический коэффициентъ — отъ 0,85 до 0,95 (наивысшій).

Переохлажденіе. Температура пара t_1 въ змѣевикѣ конденсатора не можетъ быть ниже температуры охлаждающей воды. Напротивъ, при переходѣ въ жидкость амміакъ (или SO_2 , CO_2) можетъ обладать температурой болѣе низкой, чѣмъ находящейся въ верхней части змѣевика влажный паръ, понятно, только при (имѣющемъ въ дѣйствительности) условіи, что жидкость въ змѣевикѣ, а также и охлаждающая вода текутъ навстрѣчу другъ другу съ нѣкоторой скоростью (ср. сходный процессъ перегрѣва пара). Температура жидкости t_1' не можетъ съ своей стороны быть ниже температуры притекающей охлаждающей воды. „Переохлажденіе“ $t_1 - t_1'$ можетъ такимъ образомъ близко подходить къ разности температуръ вытекающей и притекающей охлаждающей воды.

Въ предыдущихъ расчетахъ всюду принималось, что температура жидкаго носителя холода передъ редукціоннымъ вентилемъ равна температурѣ пара, соответствующей его давленію p_1 , и въ выраженіе охладительнаго эффекта

$$Q_k = x_2 r_2 - (q_1 - q_2)$$

вводилось соответствующее значеніе q_1 для теплоты жидкости по паровымъ таблицамъ. Въ дѣйствительности эта теплота жидкости въ итогѣ можетъ быть на $c(t_1 - t_1')$ меньше чѣмъ q_1 , т.-е.

$$q_1' = q_1 - c(t_1 - t_1'),$$

гдѣ c — теплоемкость жидкости при господствующемъ въ конденсаторѣ давленіи. Но тогда охладительный эффектъ будетъ

$$Q_k = x_2 r_2 - (q_1' - q_2),$$

т.-е. больше чѣмъ безъ переохлажденія. Это дастъ повышеніе экономичности процесса.

Чтобы переохлажденіе сдѣлать возможно большимъ, примѣняютъ также особые „переохладители“. Тогда идущая изъ конденсатора холодная жидкость протекаетъ передъ редукціоннымъ вентилемъ еще второй охлаждающій змѣевикъ.

Переохладители оказались особенно полезными при машинахъ, работающихъ на углекислотѣ.

ЧАСТЬ III.

Общая основанія механической теоріи тепла.

62. Тепло и механическая работа. Первый основной принципъ

Уже на первых находившихся въ продолжительной работѣ паровыхъ машинахъ практика обнаружила, что расходуя тепло, можно получать механическую работу въ произвольномъ количествѣ, ограничиваемомъ только съ одной стороны — величиной машины и высотой давления впуска, съ другой — количествомъ сжигаемаго угля въ котлѣ. Но роль, которую играетъ тепло, какъ таковое, при этомъ образованіи работы и численная зависимость между расходуемымъ количествомъ тепла и получаемой работой оставалась необъясненной еще долгое время послѣ распространенія паровыхъ машинъ. Правда, техническая практика собрала большой опытный матеріалъ зависимости между расходомъ угля или пара и мощностью машины, что содѣйствовало техническому прогрессу. Въ особенности способствовали ему все болѣе и болѣе новышаемыя давления впуска, многократное и болѣе полное расширеніе пара. Но пока не была извѣстна законѣрная связь между тепломъ и работой, не было возможности различать, до какой степени машина используетъ тепло угля. Правда, можно было сравнивать машины по практическимъ результатамъ, но предѣлъ возможнаго совершенства ихъ оставался неизвѣстнымъ. Должны были оставаться открытыми вопросы, нельзя ли выиграть значительно большія количества работы изъ того же количества топлива иначе, чѣмъ посредствомъ парового котла и машины. И, какъ учить старая исторія машинъ, работающихъ горячимъ воздухомъ, бывали часто промахи въ этомъ направленіи.

Первый успѣшный шагъ въ механической теоріи тепла сдѣлалъ французскій военный инженеръ Саді Карно (1824). Подъ вліяніемъ извѣстнаго факта, что паръ покидаетъ паровую машину при значительно болѣе низкой температурѣ, чѣмъ онъ къ ней притекаетъ, онъ устанавливаетъ какъ общій принципъ, что тепло только тогда можетъ быть использовано для механической работы, если есть налицо паденіе температуры. Далѣе, въ предположеніи невозможности *Perpetuum mobile*, онъ доказываетъ, что максимумъ механической работы, которая можетъ быть произведена между двумя опредѣленными температурами дан-

нимъ количествомъ тепла, зависитъ только отъ этихъ температуръ, но не отъ особыхъ свойствъ рабочего тѣла (пара или газа). Поэтому надо въ самомъ теплѣ искать внутреннюю причину возможности получать работу, въ то время какъ рабочее тѣло играть только посредствующую роль.

Карно сравниваетъ способность тепла давать работу съ падающей водой. Количество тепла должно соответствовать количеству воды, падение температуры — напору. Въ настоящее время мы знаемъ, что при каждомъ производствѣ работы тепломъ исчезаетъ, какъ таковое, совершенно опредѣленная часть израсходованнаго количества тепла. Въ то время какъ Карно со своими современниками принималъ, что въ отработанномъ парѣ, несмотря на его пониженную температуру, содержится столько же тепла, какъ въ свѣжемъ парѣ, — теперь известно, что въ отработавшемъ парѣ должно содержаться меньше тепла, чѣмъ въ свѣжемъ, потому, что тепло совершаетъ въ машинѣ работу („превращается въ работу“).

Пониманіе этого сдѣлалось возможнымъ благодаря открытію вюртембергскимъ врачомъ Робертомъ Майеромъ механическаго эквивалента тепла. Майеръ первый указалъ (1842), что количество тепла, совершенно независимо отъ своей температуры, непосредственно сравнимо съ механической работой и ей равноцѣнно (эквивалентно), что оно, такимъ образомъ, соответствуетъ не количеству воды при использованіи ея энергіи, какъ принималъ Карно, а скорѣе—произведенію изъ количества воды (вѣсъ воды) и напора. Въ каждомъ случаѣ, гдѣ тепло даетъ L mkg механической работы, должно исчезнуть какъ тепло AL Cal. при чемъ A есть постоянное число. Величина A опредѣлилась разнообразными и точными опытами англичанина Джоуля равной $\frac{1}{425}$. Теперь принимается какъ самая точная величина $\frac{1}{427}$.

Первое опытное примѣненіе этого закона къ паровымъ машинамъ сдѣлалъ много поработавшій для технической термодинамики эльзасскій инженеръ Густавъ Адольфъ Гирнъ.

Что благодаря затратѣ механической работы образуется тепло (напр. благодаря тренію, удару, обработкѣ твердыхъ тѣлъ, сжатию газа), практически извѣстно съ давнихъ временъ. Для этого обратнаго процесса также справедливъ законъ эквивалентности. Изъ 427 mkg, которые переведены въ тепло, возникаетъ всегда 1 Cal.

63. Второй основной принципъ термодинамики.

Законъ равноцѣнности (эквивалентности) тепла и работы утверждаетъ только, что если на какомъ-нибудь пути возникла изъ тепла работа, то между этой работой и превращенной частью связаннаго съ рабочимъ тѣломъ (газъ, паръ) тепла существуетъ отношеніе неизмѣнное, независящее отъ самаго пути. Но какъ велика можетъ быть вообще доля превращеннаго тепла по отношенію ко всему участвующему въ

производствѣ работы теплу,—объ этомъ не говорить онъ ничего, точно такъ же, какъ и о техническихъ условіяхъ самаго преобразенія, т.-е. объ образованіи работы изъ тепла вообще. При одностороннемъ примѣненіи это можетъ даже привести къ невѣрнымъ представленіямъ. Такъ напр. 1 kg насыщеннаго пара воспринимаетъ въ котлѣ въ среднемъ количество тепла 640 Cal. Это тепло представляетъ механическій эквивалентъ $640.427 = 273280$ mkg. Но въ самыхъ лучшихъ современныхъ паровыхъ машинахъ получается изъ 1 kg пара не болѣе 45000 mkg, т.-е. менѣе 20% содержащагося въ парѣ тепла. Однако было бы ошибочно отсюда выводить заключеніе, что паровая машина, какъ таковая, работаетъ еще очень несовершенно, такъ какъ по закону эквивалентности должны были бы быть получены еще 80% работы! Другой вопросъ, на который не дастъ отвѣта законъ эквивалентности: нельзя ли какимъ-либо другимъ способомъ превратить въ работу большую часть теплоты угля, чѣмъ это достигается паровой машиной (или турбиной)? Въ этомъ чрезвычайно важномъ для техники направленіи законъ эквивалентности нуждался въ дополненіи.

Основы для этого далъ уже Карно, который открылъ, что возможность полученія вообще изъ тепла работы при всѣхъ обстоятельствахъ обусловлена наличностью разности температуръ. Какъ ни безпредѣльно великъ механическій эквивалентъ излученнаго солнцемъ тепла, содержащагося въ тѣлахъ окружающей насъ среды, но мы все же не въ состояніи использовать его для производства механической работы, потому что всѣ эти тѣла обладаютъ приблизительно одинаковой температурой. Мы должны, какъ учить техническій опытъ, искусственно создавать возможно большія разности температуръ, проводя процессы сгоранія съ наибольшимъ поднятіемъ температуры (топки паровыхъ котловъ, двигатели внутреннего сгоранія). При этомъ нѣкоторую долю развивающагося при высокой температурѣ тепла мы въ состояніи превратить въ работу, которая и отдается двигателемъ.

Но какъ именно работоспособность тепла зависитъ отъ паденія температуры (функция Карно), Карно не могъ вообще установить, потому что для этого необходимо знаніе закона эквивалентности. Послѣ открытія послѣдняго Клаузіуса, продолжавшій изысканія Карно, нашелъ „второй основной принципъ“ термодинамики. Въ этомъ же направленіи успѣшно работали въ Англіи В. Томсонъ

Клаузіусъ указалъ, что, конечно, по принципу Карно при каждомъ производствѣ работы тепломъ температура должна падать, но одновременно по закону Майера при всякихъ обстоятельствахъ эквивалентная работѣ часть тепла, какъ таковое, исчезаетъ. Съ паденіемъ температуры еще вовсе не должно быть соединено никакого производства работы, какъ учатъ обыкновеннѣйшіе опыты надъ теплопроводностью и лучеиспусканіемъ тепла. Но если тепло въ особыхъ аппаратахъ (машинахъ) при паденіи температуры производитъ также работу, то эквивалентная доля этого тепла превращается въ работу и какъ тепло исчезаетъ. Остальная большая часть прошедшаго за это

время через машину количества тепловой энергии не может уже произвести никакой механической работы (по крайней мере в той же машине), но если бы эта неиспользованная часть тепла вовсе не участвовала в процессѣ, то не было бы достигнуто и превращенія в работу первой (меньшей) части тепловой энергии.

Другими словами Превращеніе количества тепла Q въ эквивалентную механическую полезную работу $L=Q$ технически невозможно, если одновременно не тратится еще нѣкоторое количество тепла Q_2 , которое не переходитъ въ работу. Значитъ, чтобы образовать работу $L=Q$, нужно затратить тепло $Q + Q_2 = Q_1$, гдѣ Q_2 — различно, смотря по обстоятельствамъ: чѣмъ оно меньше тѣмъ лучше, такъ какъ это тепло первоначально должно обладать той же температурой, что и Q , т.-е. производиться изъ топлива.

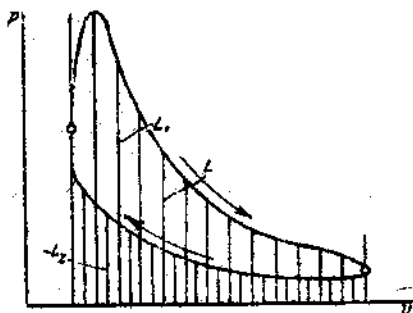
При производствѣ работы въ двигателѣ тепло переходитъ съ высшей на низшую температуру. Обратный слѣчай бываетъ при производствѣ холода. При немъ тѣла охлаждаются ниже температуры окружающей среды. При этомъ тепло должно быть отъ охлаждающихся тѣлъ съ ихъ низкой температурой передано болѣе нагрѣтой окружающей средѣ. (Производство холода ср. отд. 33 и 61). Этотъ процессъ такъ же невозможенъ безъ затраты механической работы, какъ не удастся получить работу изъ тепла въ двигателѣ безъ расхода тепла. Переходъ тепла отъ тѣла съ болѣе низкой температурой къ тѣлу съ болѣе высокой температурой не можетъ совершаться безъ затраты механической работы. Въ этой формулировкѣ Клаузиусъ устанавливаетъ основанный на опытахъ принципъ, который называется „вторымъ основнымъ принципомъ“ термодинамики. Эта формулировка чрезвычайно удачна.

Если бы было возможно охлаждать тѣла безъ затраты механической работы (или какой-либо другой энергии), то можно было бы создавать искусственно паденіе тепла и превращать въ работу часть тепла изъ окружающей среды съ болѣе высокой температурой. Было бы тогда мыслимо Perpetuum mobile второго рода, которое не противорѣчитъ закону сохранения энергии. Но и оно какъ учатъ всѣ опыты, невозможно и несовмѣстимо съ законами природы. Въ этомъ состоитъ второй принципъ механической теоріи тепла. Этой формулировкой Клаузиусъ согласовалъ идею Карно съ закономъ Майера. Остроумная математическая обработка второго принципа ведетъ его затѣмъ къ новому, чрезвычайно плодотворному понятію энтропіи, посредствомъ котораго второй принципъ очень просто можетъ быть введенъ въ вычисления (отд. 25, 37, 46, 72, 78).

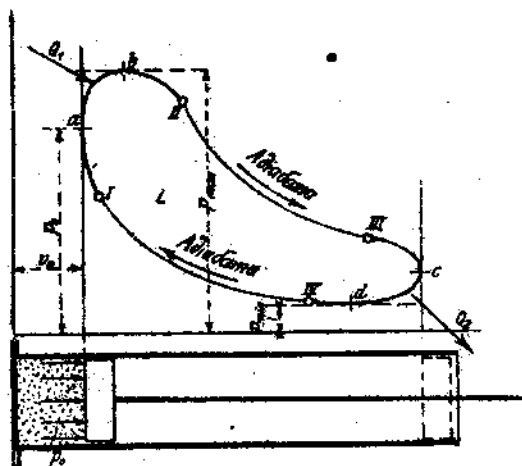
64. Прямой циклъ (процессъ въ двигателѣ).

Превращеніе тепла въ работу происходитъ въ цилиндрахъ паровыхъ машинъ и двигателей внутреннего сгорания слѣдующимъ обра-

зомъ: пары или газы, получивъ энергію отъ подведеннаго тепла, передаютъ ее въ видѣ давленія на движущійся поршень, а оттуда дальнѣе съ помощью кривошипа. Если нанести давленія какъ ординаты, а соответствующіе пути поршня (правильнѣе — рабочіе объемы) какъ абсциссы, то получимъ „рабочую диаграмму“, площадь которой представляетъ работу по одну сторону поршня за одинъ рабочій ходъ (отд. 14). Если такая диаграмма снята посредствомъ индикатора съ находящейся въ ходу машины, то она называется „индикаторной диаграммой“ (фиг. 30, 32, 53, 54). При всѣхъ частныхъ различіяхъ такіа диаграммы имѣютъ общее: при переднемъ ходѣ поршня воспринимаемая имъ абсолютная работа L_1 должна быть больше работы L_2 , отдаваемой рабочему количеству газа или пара поршнемъ при обратномъ ходѣ. Разность этихъ обѣихъ работъ представляетъ площадь L замкнутой



Фиг. 97.



Фиг. 98.

криволинейной диаграммы, фиг. 97, и есть отданная кривошипомъ наружу работа, которая служитъ для преодоленія собственныхъ сопротивленій машины и присоединенныхъ полезныхъ сопротивленій.

Къ измѣненіямъ давленія и объема, какъ изображаетъ диаграмма, присоединяется въ паровыхъ машинахъ измѣненіе вѣсового количества рабочаго пара во время рабочаго хода, а въ газовыхъ машинахъ еще и химическія измѣненія.

Можно однако вообразить себѣ машины, въ которыхъ нѣкоторое количество газа (или пара), постоянное по вѣсу и химическимъ свойствамъ, производитъ работу совершенно такъ же, какъ въ действительныхъ машинахъ.

Пусть въ началѣ хода поршня (мертвое положеніе) въ цилиндрѣ находится 1 кг воздуха давленія p_0 и объема v_0 , точка a , фиг. 98. При переднемъ ходѣ давленіе воздуха на пути ab должно повыситься

до p_0 . Это возможно только, если къ воздуху во время этого нмѣненія сообщенія энергично подводится тепло снаружи (отд. 20). При II отъ отнятія тепла прекращается и газъ расширяется адиабатически до III . Сл. III давленіе должно быстрѣе падать. Это возможно лишь при отнятіи тепла. Это отнятіе тепла должно продолжаться также за вѣдѣніе ей мертвой точкой (c), чтобы при обратномъ ходѣ поршня „противо“ давленіе“ было возможно меньше. Въ IV отнятіе тепла должно прекратиться и поршень долженъ сжимать газъ, благодаря вѣдѣнію силамъ (маховику), адиабатически до I . Тамъ должно снова наступить сообщеніе тепла и такъ быть урегулировано, чтобы во внутренней мертвой точкѣ опять достигать начальнаго давленія p_0 . На пути Iab II пусть сообщается извнѣ рабочему тѣлу всего Q_1 тепла, на пути $IIIcd$ IV — Q_2 отнимается у тѣла. Полезная работа L равна площади, ограниченной кривою диаграммы. Предположенный такъ процессъ работы называется круговымъ процессомъ, потому что рабочій газъ, претерпѣвъ рядъ измѣненій давленія, объема и температуры, возвращается снова къ своему начальному состоянію. При n -кратномъ повтореніи одинаковаго кругового процесса расходуется всего тепло nQ_1 , тепло nQ_2 отнимается и газомъ производится полезная работа nL .

Процессы въ машинахъ отличаются отъ этого кругового процесса тѣмъ, что на пути $IIIcd$ IV отнятіе тепла у газа происходитъ не при постоянномъ его количествѣ по вѣсу, а удаленіемъ части газа или пара. Далѣе, въ машинахъ тепло не сообщается извнѣ постоянному количеству рабочаго тѣла, но въ газовыхъ машинахъ тепло развивается въ самомъ цилиндрѣ при сгораніи, а въ паровыхъ машинахъ происходитъ впускъ свѣжаго пара. Фиг. 99 можно напр. понимать какъ диаграмму паровой машины. Въ теоретическомъ круговомъ процессѣ тогда линія $I—IV$ соотвѣтствуетъ сообщенію тепла (испаренію) водѣ, въ дѣйствительномъ процессѣ, напротивъ, — впуску неспаренной передъ этимъ воды въ цилиндръ. Линія $III—II$ представляетъ въ круговомъ процессѣ конденсацію пара, въ дѣйствительномъ процессѣ, напротивъ, — выпускъ пара изъ цилиндра. Для конечнаго результата не важно, въ какомъ видѣ хотятъ представить сообщеніе или отнятіе количествъ тепла. Но сущность превращенія тепла выступаетъ много яснѣе, когда предполагаютъ рабочее количество газа или пара въ продолженіе процесса неизмѣннымъ по его вѣсу и химическимъ свойствамъ, какъ при теоретическомъ круговомъ процессѣ.

Тепло, сообщенное работающему газу или пару въ продолженіе кругового процесса есть Q_1 ; тепло, отнятое у него — Q_2 . Въ результатъ поэтому имѣетъ мѣсто, при $Q_2 < Q_1$, избытокъ тепла $Q_1 - Q_2$ въ газѣ, или, при $Q_2 > Q_1$, — потеря тепла $Q_2 - Q_1$. Оба эти случая невозможны, такъ какъ конечное состояніе рабочаго тѣла въполнѣ тождественно съ ихъ начальнымъ состояніемъ. Такимъ образомъ должно бы быть (какъ принималъ Карно) $Q_2 = Q_1$. Но тогда была бы произведена полезная работа L безъ расхода тепла, а это противорѣчитъ закону Майера. Значитъ: $Q_2 < Q_1$. Тепло $Q = Q_1 - Q_2$ поэтому исчезло въ теченіе процесса, т.е. превратилось

въ работу. Тепловой эквивалентъ произведенной работы есть AL
 $\left(A = \frac{1}{427}\right)$ и

$$AL = Q_1 - Q_2,$$

или

$$Q_1 = AL + Q_2 = Q + Q_2.$$

Формулируемъ: превращеніе количества тепла Q въ эквивалентную механическую работу $L = 427 Q$ возможно только тогда, если къ рабочему тѣлу подводится при болѣе высокой температурѣ количество тепла Q_1 , которое больше Q .

Неиспользованная часть $Q_2 = Q_1 - Q$ израсходованнаго тепла удаляется при болѣе низкой температурѣ изъ рабочаго тѣла и по отношенію къ общему расходу тепла (Q_1) является потерей. Частное

$$\frac{Q}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} = \eta$$

называется термическимъ полезнымъ коэффициентомъ прямого цикла. Онъ указываетъ, какая доля израсходованнаго тепла переходитъ въ работу.

Можно бы при круговомъ процессѣ устроить также адибаты, на которыхъ тепло не подводится и не отнимается. Тогда II и III, а также IV и I совпали бы: отнятіе тепла переходило бы безъ перерыва въ сообщеніе его. Но этотъ случай былъ бы менѣе общимъ. Затѣмъ можно бы для сообщенія тепла произвольно часто чередовать съ дѣйствіемъ отнятія тепла. Этотъ случай не давалъ бы существенно новаго и былъ бы много менѣе ясенъ. Различаютъ также въ действительныхъ машинахъ всегда двѣ главныя кривыя: для сообщенія I—II и отнятія III—IV (др. сл. — выталкиванія) тепла, какъ на фиг. 98, въ то время какъ на протяженіи отрезковъ II—III и IV—I текутъ адибаты

65. Обратные циклы. Охладительные процессы)

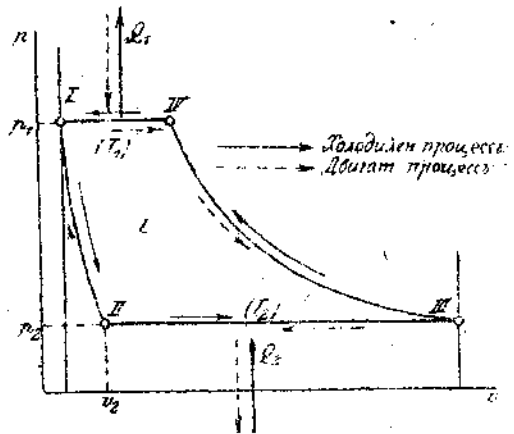
Переведеніе тепла отъ тѣла съ болѣе низкой температурой на тѣла съ болѣе высокой температурой, что необходимо для производства холода (отд. 33 и 61), можно представить въ видѣ цикла съ обратнымъ противъ прямого цикла теченіемъ. Для ясной связи съ технической практикой возьмемъ особенно простой процессъ, фиг. 99, съ парамъ амміака въ качествѣ посредствующаго тѣла.

Пусть къ началу хода поршня въ цилиндрѣ находится 1 кг очень влажнаго амміачнаго пара высокаго давленія p_1 , фиг. 99, точка I. При переднемъ ходѣ паръ расширяется сначала адиабатически, при чемъ его давленіе падаетъ до p_2 , а объемъ возрастаетъ до v_2 . Одновременно температура падаетъ соотвѣтственно паденію давленія и часть жидкости испаряется (ср. стр. 150). Отъ II давленіе, несмотря на увеличеніе объема поршнемъ, не должно падать, но—оставаться равнымъ p_2 . Это возможно лишь въ случаѣ, если отъ II до III будетъ сообщено достаточно

тепла Q_1 , чтобы, благодаря продолжающемуся испарению влаги, давление амміака держалось постояннымъ. При этомъ температура не измѣняется.

На обратномъ пути поршня паръ сжимается адиабатически до начального давления p_1 , отръзокъ III до IV; при этомъ температура также повышается до начальной величины (если паръ остается влажнымъ). Отъ IV давление не должно далѣе повышаться, несмотря на уменьшеніе объема поршнемъ. Это возможно лишь въ случаѣ, если отнятіемъ тепла извнѣ (охлаждающая вода) конденсируется достаточное количество пара, соответствующее уменьшенію объема поршнемъ. Все отнятое отъ IV до I количество тепла будетъ Q_1 . Давленіе, объемъ и температура имѣютъ въ I опять ихъ начальныя величины. Цикль законченъ.

Полная, переданная извнѣ амміаку, работа L представляется замкнутой площадью диаграммы. Процессъ состоитъ, какъ и прямой циклъ, изъ частей, протекающихъ: одна — при сообщеніи тепла (II—III), другая — при отнятіи тепла (IV—I) и, кромѣ того, изъ двухъ адиабатическихъ частей. Но, въ то время какъ въ прямомъ циклѣ сообщеніе тепла проходило при высокихъ, а отнятіе при низкихъ давленияхъ, теперь имѣется обратный случай, и вмѣсто производ-



Фиг. 99.

ства полезной работы, процессъ требуетъ для своего выполненія расхода механической работы, равной площади диаграммы фиг. 99 (работа компрессора). По сравненію съ прямымъ цикломъ при тѣхъ же измѣненіяхъ давленія, кривая диаграммы охладительнаго процесса имѣетъ противоположное теченіе. Если обратить стрѣлки охладительной диаграммы, то получимъ (пунктиромъ) диаграмму паровой машины, которая работаетъ давленіемъ амміачныхъ или другихъ паровъ (вода, SO_2).

Несмотря на сообщеніе тепла Q_2 и отнятіе (большаго) количества Q_1 , въ концѣ процесса, какъ и въ прямомъ циклѣ, не имѣется ни избытка ни недостатка тепла въ амміакѣ, ибо конечное состояніе тождественно съ начальнымъ. Поэтому излишне отнятое количество тепла $Q_1 - Q_2$ должно быть въ точности покрыто переносимой поршнемъ на паръ механической работой L , или ей эквивалентнымъ тепломъ AL . Должно быть

$$AL = Q_1 - Q_2$$

или

$$Q_1 = Q_2 + AL.$$

Результатъ этого цикла заключается въ томъ, что количество тепла Q_2 , которое воспринимается аммиакомъ при низкой температурѣ, снова отнимается отъ него при болѣе высокой температурѣ (отъ IV до I). Одновременно съ Q_2 отводится эквивалентное механической работѣ тепло $AL = Q$.

Чтобы тепло Q_2 перевести съ болѣе низкаго температурнаго уровня T_2 на болѣе высокій T_1 , требуется расходъ работы L , который равенъ разности отводимого охлаждающей водой тепла Q_2 и воспринимаемаго аммиакомъ (изъ рассола) тепла Q_1 .

Выполненіе этого процесса въ одномъ цилиндрѣ было бы невозможно. Вообще необходимы: одинъ цилиндръ для сжатія III — IV (компрессоръ), другой цилиндръ для расширенія I — II (расширитель, кромѣ того — конденсаторъ для частичнаго или полнаго сжатія сжатого пара (IV — I) и испаритель для повторнаго испаренія сжатой массы (II — III).

О практическомъ процессѣ см. отд. 61. Обращеніемъ процесса, представленнаго на фиг. 98, можно было бы получить охлаждательный процессъ еще болѣе общаго вида; вообще изъ обращенія любого прямого цикла получается холодильный процессъ, въ которомъ участвуютъ тѣ же количества тепла и работы, что и въ прямомъ циклѣ.

66. Цикль Карно.

Чтобы опредѣлить, какую работу можно получить посредствомъ прямого цикла, изъ даннаго количества тепла Q_1 при температурѣ T_1 , если паденіе температуры возможно отъ T_1 до опредѣленнаго болѣе низкаго уровня T_2 , нужно сообщить тепло Q_1 при постоянной температурѣ T_1 , и отнимать тепло при постоянной температурѣ T_2 . Кривыя I — II и III — IV общаго случая фиг. 98 замѣняются т. обр. изотермами. При работѣ влажнымъ паромъ p в диаграмма этого цикла принимаетъ форму фиг. 99. Для газа, и напротивъ, вслѣдствіе гиперболическаго теченія изотермъ получается совершенно отличная отъ этой форма фиг. 100.

Итакъ, для газовъ или паровъ можно представить себѣ измѣненіе по изотермѣ осуществляемое такъ, что газъ при сообщеніи тепла соединенъ съ неограниченно большимъ источникомъ тепла K_1 температуры T_1 (верхній источникъ), который можетъ отдавать тепло Q_1 безъ замѣтнаго измѣненія своей температуры. Затѣмъ, при отнятіи тепла газъ долженъ быть соединенъ со вторымъ источникомъ тепла K_2 болѣе низкой температуры T_2 (нижній источникъ), который воспринимаетъ отнимаемое тепло безъ повышенія своей температуры. Процессъ долженъ протекать настолько медленно и поверхности соприкосновенія между K_1 или K_2 и рабочимъ тѣломъ должны быть настолько велики, чтобы теплообмѣнъ между каждымъ источникомъ и рабочимъ тѣломъ происходилъ при безконечно малой разности температуръ.

Въ результатъ прямого цикла количество тепла Q_1 высокой температуры T_1 при этихъ условіяхъ превращается частью въ работу L и частью въ тепло Q_2 болѣе низкой температуры T_2 . L преодолеваетъ

полезное сопротивление, а Q_2 идетъ въ холодный источникъ. Этотъ процессъ дать Карно для отвѣта на вопросъ: какъ велика въ лучшемъ случаѣ работоспособность данного количества тепла Q_1 внутри опредѣленныхъ температуръ T_1 и T_2 .

Для цикла съ газомъ легко опредѣлить работу L , какъ показано ниже. Но центромъ вопроса является: совершается ли одно и то же количество тепла Q_1 въ одинаковыхъ температурныхъ границахъ одинаковую работу также и въ томъ случаѣ, когда работают не съ газомъ, но съ влажнымъ или перегрѣтымъ паромъ? Другими словами: зависитъ ли работоспособность тепла Q_1 въ этомъ циклѣ только отъ паденія температуры, или также отъ свойствъ рабочихъ тѣлъ? При большомъ различіи въ характерѣ соответственныхъ кривыхъ на діаграммахъ (ср. фиг. 99 и 100) отвѣтъ не дается никоимъ образомъ самъ собой. Непосредственный подсчетъ съ паромъ, какъ ниже и съ газомъ, не ведетъ къ цѣли, такъ какъ существенныя свойства пара выясняются только уже изъ доказываемаго положенія. Вопросъ возможно рѣшить слѣдующимъ разсужденіемъ (по Клаузиусу).

Съ любымъ тѣломъ, напр. влажнымъ водянымъ паромъ, выполняемъ прямой цикл Карно. При этомъ сообщаемъ тепло Q_1 и отнимаемъ Q_2 , получаемъ работу L (фиг. 99). Такой же процессъ, тоже съ влажнымъ водянымъ паромъ и при тѣхъ же обстоятельствахъ, выполняемъ въ обратномъ направленіи (какъ охладительный процессъ); вслѣдствіе совпаденія діаграммъ требуется расходъ работы L , который слѣдовательно, не считаясь со всеми побочными потерями, могъ бы быть покрытъ работой одновременнаго (выполняемаго въ другомъ цилиндрѣ) или предшествующаго прямого цикла (ср. огд. 77). Для обоихъ цикловъ можно себя представить общими: верхній источникъ K_1 и нижній K_2 . Благодаря охладительному процессу тепло Q_2 могло бы полностью опять быть возвращено отъ K_2 въ K_1 , и также отданная вовнѣ при прямомъ циклѣ работа L возвратилась бы опять въ K_1 полностью въ видѣ тепла. По завершеніи обоихъ цикловъ все оказалось бы опять въ первоначальномъ состояніи.

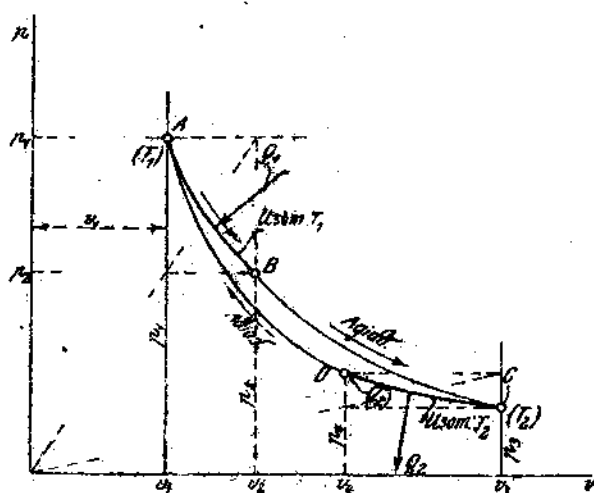
Если, наоборотъ, охладительный процессъ вмѣсто водяного пара выполняется съ аммиачнымъ паромъ или съ воздухомъ, то въ виду отличія діаграммы охладительнаго процесса отъ діаграммы прямого цикла можно было бы предположить, что посредствомъ освобожденной передъ этимъ при прямомъ циклѣ съ водянымъ паромъ работы L могло бы быть отъ K_2 къ K_1 возвращено охладительнымъ процессомъ большее или меньшее количество тепла, чѣмъ Q_2 , т. е.: $Q_2 = Q_2 \pm q$.

Въ случаѣ $Q_2 = Q_2 + q$ количество тепла $Q_2 + q + AL$ переходило бы тогда при охладительномъ процессѣ въ верхній источникъ (K_1), а въ прямомъ циклѣ отнималось бы отъ K_1 только тепло $Q_1 = Q_2 + AL$. Поэтому K_1 благодаря двояному пиклу получилъ бы приростъ тепла $Q_2 + q + AL - (Q_2 + AL)$, т. е. q Cal.

Отданная въ цѣломъ работа: $+L - L = 0$. Такимъ образомъ, безъ затраты механической работы тепло q перешло бы съ болѣе холоднаго источника K_2 на болѣе теплый K_1 .

Если бы, напротивъ, $Q_2 = Q_2 - q$, то, выполнивъ прямой цикл съ амміакомъ и обратный циклъ съ водянымъ паромъ, пришли бы къ тому же результату.

Если бы такой результатъ былъ возможенъ, то можно было бы далѣе безъ затраты работы изъ переведеннаго на высшій температурный уровень тепла q опять получать полезную работу посредствомъ прямого цикла. Повтореніемъ прямого и обратнаго цикловъ Карно съ двумя различными рабочими тѣлами можно было бы такъ безъ конца и безъ затраты работы изъ нижняго (неограниченнаго) источника тепла черпать все новыя и новыя количества тепла q , способныя давать работу. Послѣ этого являлось бы возможнымъ использовать неизмѣримые запасы



Фиг. 100.

тепла въ тѣлахъ нашей вселенной для созданія Perpetuum mobile, производить полезную работу, и все же не нарушать принципа сохраненія энергии.

Но это, какъ показываютъ опыты, невозможно, какъ невозможно перенести нѣкоторое количество тепла къ болѣе горячему источнику безъ затраты работы. Такимъ образомъ количество тепла $+q$ при вышеупомянутомъ выполненіи обомъ цикловъ должно быть обязательно равно нулю, съ какимъ бы тѣломъ ни выполнялись отдѣльные циклы.

Значить, на получеціе (или расходъ) работы не вліяетъ, съ какимъ тѣломъ выполняется идеальный цикл Карно. Такимъ образомъ вопросъ: какая доля сообщеннаго тепла переходитъ въ работу или какая работа необходима, чтобы образовать опредѣленное количество холода, зависитъ только отъ наличныхъ высшей и низшей температуръ.

Цикль Карно для газовъ. Вообще по отд. 64 для прямого цикла

$$AL = Q_1 - Q_2 = Q_1 \left(1 - \frac{Q_2}{Q_1} \right)$$

Тепло, сообщаемое газу при изотермическомъ расширеніи (AB, фиг. 100) по отд. 21,

$$Q_1 = RT_1 \ln \frac{v_2}{v_1}$$

Точно также, тепло, отнимаемое при изотермическомъ сжатіи (CD)

$$Q_2 = RT_2 \ln \frac{v_3}{v_4}$$

Для адиабатъ BC и AD по отд. 22

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_2}{v_3} \right)^{\kappa-1}$$

и

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_4} \right)^{\kappa-1}$$

Изъ сравненія слѣдуетъ

$$\frac{v_2}{v_3} = \frac{v_1}{v_4}$$

или

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{v_3}{v_4}$$

Тогда

$$\frac{Q_2}{Q_1} = \frac{T_2}{T_1} \frac{\ln \frac{v_3}{v_4}}{\ln \frac{v_2}{v_1}},$$

поэтому изъ послѣдняго уравненія имѣемъ

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

и

$$AL = Q_1 \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right)$$

Термическій полезный коэффициентъ цикла Карно

$$\eta = \frac{AL}{Q_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}$$

Доля η отъ израсходованнаго тепла Q_1 , которая можетъ быть превращена цикломъ Карно въ механиче-

скую работу зависеть такимъ образомъ только отъ отношенія абсолютныхъ температуръ, между которыми протекаетъ циклъ.

Ясно, что

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

зависитъ не только отъ паденія температуры, но также отъ абсолютной величины высшей температуры. Этотъ выводъ справедливъ не только для газовъ, но и для воѣхъ тѣлъ, съ которыми возможно выполнять циклъ Карно (любой влажный паръ: вода, углекислота, амміакъ и т. д.), какъ указывалось выше.

Все тепло Q_1 можетъ быть только тогда превращено въ работу, когда $\frac{T_2}{T_1} = 0$, т.-е. когда $T_2 = 0$. Отнятіе тепла должно было бы проходить при температурѣ -273° , что невозможно, такъ какъ не имѣется холодныхъ источниковъ столь низкой температуры. Поэтому-то и невозможно превратить данное количество тепла полностью въ полезную работу. Самыя низкія температуры, которыя примѣняются для отнятія тепла при прямыхъ циклахъ, — это обыкновенныя температуры охлаждающей воды, т.-е. отъ 5° до 20° — въ среднемъ 10° , такъ что $T_2 = 273^\circ + 10^\circ = 283^\circ$.

Чтобы получить высокій полезный коэффициентъ остается поэтому только пользоваться возможно болѣе высокими верхними температурами T_1 , чтобы частное $\frac{T_2}{T_1}$ было возможно меньше.

Если бы было возможно осуществлять въ паровыхъ машинахъ прямой циклъ Карно, то для температуры насыщеннаго пара 180° (10,3 at abs.) и температуры воды выходящей изъ конденсатора 25° было бы

$$\eta = 1 - \frac{273 + 25}{273 + 180} = 0,34.$$

Для нижней температуры въ 45° , практически легко достижимой, было бы еще.

$$\eta = 1 - \frac{273 + 45}{273 + 180} = 0,30.$$

Паръ долженъ былъ бы при этомъ расширяться до соответствующаго температурѣ 45° давленія, приблизительно 0,1 at abs., линія IV—III, фиг. 99. Тогда въ конденсаторѣ паръ конденсировался бы до тѣхъ поръ, пока его объемъ не дошелъ бы до v_2 , линія III—II. Этотъ очень влажный паръ сжимался бы затѣмъ до давленія въ котлѣ, при чемъ онъ вполнѣ переходилъ бы въ воду температуры котла, которая опять примѣнялась бы какъ питательная вода.

Но въ поршневыхъ машинахъ такіа значительныя расширения невозможны, какъ влѣдствіе неизбежнаго вреднаго пространства, такъ и влѣдствіе весьма значительной потери на конденсацію при впускѣ. Напротивъ, въ паровыхъ турбинахъ вполнѣ возможны и обычны еще болѣе значительныя расширения.

Для сжатія конденсата до давленія въ котлѣ былъ бы необходимъ особый цилиндръ (механический подогреватель питательной воды), собственное сопротивление котораго, отвлекаясь отъ конструктивных затрудненій и стоимости, сдѣлало бы выгоду иллюзорной. Цикль Карно въ виду этого не можетъ служить идеальнымъ цикломъ для паровыхъ машинъ.

Идеальный циклъ действительныхъ паровыхъ машинъ даетъ при расширеніи до 0.1 ат (турбины) для вышеупомянутаго давленія выпуска: $\tau = 0,26$ (отд. 46, прим. 2).

Съ перегрѣтымъ паромъ процессъ Карно вообще невыполнимъ въ обыкновенныхъ паровыхъ машинахъ, потому что перегрѣвъ происходитъ при повышающейся температурѣ. Если сравнивать паровыя машины перегрѣтаго пара съ цикломъ Карно для высшей и низшей температуръ, то приходится сдѣлать неблагоприятный выводъ объ ихъ действительномъ полезномъ коэффициентѣ. Далѣе о прямомъ циклѣ Карно, въ особенности для газовъ, ср. отд. 73, 74, 75.

Для холодильнаго процесса съ влажнымъ паромъ циклъ Карно можно разсматривать какъ идеальный, если горячій и холодный источники предположить неограниченными, такъ чтобы они сообщали и отнимали тепло, не измѣняя своей температуры. Въ действительности, разумеется, эти источники ограничены (разсолъ и охлаждающая вода), температура ихъ падаетъ при отдачѣ тепла (разсолъ) и повышается при воспріятіи тепла (охлаждающая вода). Если эти температурныя измѣненія, какъ въ действительныхъ холодильныхъ установкахъ, незначительны, то можно пользоваться цикломъ Карно съ средними температурами разсола и охлаждающей воды для сравненія съ действительнымъ цикломъ.

Но если хотѣть также принять во вниманіе въ идеальномъ процессѣ соотвѣтствующую действительности ограниченность источниковъ, то вмѣсто цикла Карно можно было бы поставить такъ называемый политроническій процессъ Г. Лоренца. При этомъ предполагается, что воспріятіе и отдача тепла рабочимъ тѣломъ происходитъ при температурахъ горячаго и холоднаго источниковъ, но при уменьшающейся температурѣ горячаго источника и при повышающейся — холоднаго (какъ въ действительности). Тогда, соотвѣтственно фиг. 94, температура рабочего тѣла (NH_3 и т. д.) при воспріятіи тепла (въ рефрижераторѣ) должна бы увеличиваться, при отдачѣ тепла (въ конденсаторѣ) — уменьшаться. Въ действительности эти температуры неимѣнны, такъ какъ дѣло идетъ о влажномъ парѣ постоянного давленія. Процессъ Лоренца соответствуетъ действительности только для конденсатора, гдѣ конденсирующійся паръ еще перегрѣтъ, а также и при переохлажденіи жидкости (отд. 61).

67. Энергія газа и пара.

Въ любомъ состояніи газы и пары содержатъ опредѣленное количество энергіи. При этомъ ясно, что эти тѣла могутъ отдавать сами тепло и производить работу, въ случаѣ, если ихъ температура или давленіе выше чѣмъ въ окружающей средѣ. Абсолютную величину содержанія энергіи данного количества газа или пара нельзя опредѣлить. Можно только опредѣлять, насколько больше (или меньше) энергіи въ данномъ состояніи чѣмъ въ иномъ нормальномъ. Последнее можно выбрать произвольно; напр. при парахъ цѣле-

сообразно — жидкость при 0° при газах — температуру 0° и давление 1 kg/qcm.

Поэтому подь энергіей понимаютъ сумму количествъ тепла и механическихъ работъ (въ тепловыхъ единицахъ), которую можетъ отдать вовнѣ 1 kg. газа, если онъ будетъ переведенъ изъ даннаго состоянія любыми путями (лишь бы безъ побочныхъ потерь) въ свое нормальное состояніе.

Если это понятіе вполне определенное, то энергія не должна зависѣть отъ пути, по которому происходитъ переходъ въ нормальное состояніе. Она должна такимъ образомъ быть вполне определена даже мгновеннымъ состояніемъ.

Пояснимъ это на примѣрѣ: пусть нѣкоторый газъ въ состояніи A , фиг. 101, определяемомъ p , v , T , адиабатическимъ расширеніемъ приводится къ температурѣ 0° ($T_0 = 273$) точка B . Изъ B можно изотермическимъ сжатіемъ привести его къ нормальному давленію. При

расширеніи газомъ производится адиабатическая работа расширенія L_1 , при сжатіи затрачивается изотермическая работа L_2 и отнимается количество тепла Q . Сообразно съ этимъ энергія

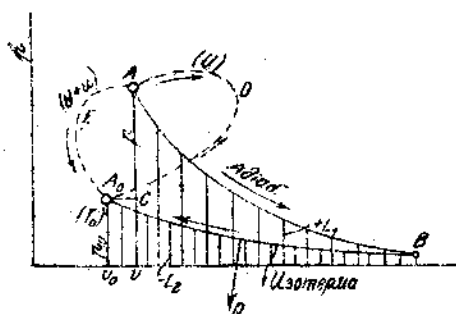
$$U = +AL_1 - AL_2 + Q.$$

Но по отд. 21

$$Q = AL_2.$$

такимъ образомъ

$$U = AL_1.$$



Фиг. 101.

По отд. 22

$$AL_1 = c(T - T_0) = c, t: \text{если } t_0 = 0^\circ,$$

то

$$U = c, t.$$

Такимъ образомъ, энергія газа опредѣляется одной температурой. Тотъ же результатъ получился бы напр. при измѣненіи состоянія изъ A черезъ C въ A_0 , или изъ A черезъ D въ A_0 .

Это совпаденіе однако является слѣдствіемъ допущенія, сдѣланнаго при выводѣ уравненія тепла для газовъ (отд. 20), что c не зависитъ отъ давленія и температуры, и что все воспринимаемое газомъ тепло идетъ исключительно на повышеніе температуры. Оба допущенія справедливы для газовъ только внутри извѣстныхъ границъ, а для паровъ они совсѣмъ непримѣнимы. И все же отдача энергіи совершенно не зависитъ отъ пути перехода къ нормальному состоянію.

Пусть тѣло приводится къ нормальному состоянію A_0 по произвольному пути ADA_0 и по тому же пути возвращается въ прежнее

состояніе A ; на это будетъ достаточно того количества энергіи, которое освободилось на пути ADA_0 , такъ какъ измѣненіе состоянія происходитъ безъ побочныхъ потерь, т.-е. обратимо во всѣхъ частяхъ (отд. 77). Это легче всего прослѣдить для адиабатическихъ и изотермическихъ процессовъ.

Допустимъ, что на какомъ-нибудь другомъ пути, напр. AEA_0 , освободилось большее количество энергіи чѣмъ на пути AAD_0 , напр. $U + u$. Проводя тѣло по пути AEA_0 , а назадъ по A_0DA , найдемъ тѣло въ результатѣ въ точности въ начальномъ состояніи (по давленію, объему и температурѣ), но при этомъ была бы освобождена избыточная энергія

$$U + u - U = u$$

(въ видѣ тепла, работы или того и другого). Это можно повторять произвольно часто и получать изъ даннаго тѣла сколько угодно разъ по u энергіи безъ соотвѣствующихъ затратъ. Взявъ $U - u$, но совершивъ обратный путь, получимъ тотъ же результатъ. Но создавать энергію нельзя. Вышеупомянутый процессъ означалъ бы обыкновенное *Perpetuum mobile*. Значитъ, непременно $u = 0$. Поэтому энергія U не зависитъ отъ пути. Слѣдовательно, энергія тѣла можетъ служить, такъ же какъ давленіе, объемъ и температура, гдѣ это необходимо, признакомъ состоянія тѣла.

Природа содержащейся въ тѣлахъ энергіи. Сосредоточенная въ газахъ количества энергіи содержатся единственно въ видѣ тепла въ этихъ тѣлахъ (за исключеніемъ очень малаго остатка). Въ насыщенныхъ парахъ, напротивъ, энергія, содержащаяся какъ осязаемое тепло, составляетъ сравнительно только малую долю всей содержащейся энергіи. Лучшее всего это выясняется изъ процесса испаренія (отд. 34). Такъ называемая внутренняя теплота испаренія идетъ при испареніи на внутреннюю работу раздѣленія частицъ пара и обнаруживается снова только при охлажденіи въ видѣ тепла охлаждающей воды. Въ самомъ парѣ она содержится въ видѣ такъ называемой „потенціальной энергіи“

Въ газахъ эта потенциальная энергія также имѣется, но она очень мала по сравненію съ тепловой энергіей, вслѣдствіе относительно большаго разстоянія молекулъ. Тепловую энергію можно представить какъ энергію колебанія (кинетическая энергія) молекулъ.

Очень высокій нагрѣвъ можетъ иногда имѣть послѣдствіемъ распадѣніе молекулъ сложнаго газа (диссоціація). Углекислота можетъ распасться напр. въ окись углерода и кислородъ. На это также, какъ учить опытъ, затрачивается тепло (скрытое тепло). Это доказываетъ, что расщепленіе молекулъ вліяетъ на энергію.

Даже ниже температуры диссоціаціи многоатомные и двутомные газы (напр. O_2 , N_2) требуютъ энергіи для ослабленія молекулярныхъ связей (начинающееся распадѣніе O_2 въ $O + O$). Этимъ и объясняется возрастаніе теплоемкостей c_p и c_v дву- и многоатомныхъ газовъ съ температурой.

Поэтому энергию U тѣла представляютъ вообще какъ сумму его тепловой энергии и внутренней потенциальной энергии. Въ свою очередь, послѣдняя можетъ состоять опять изъ нѣсколькихъ частей.

Определение энергии тѣлъ. Такъ какъ величина энергии тѣла зависитъ только отъ его мгновеннаго состоянія, а не отъ того или иного пути, по которому сообщается или отнимается энергія, то можно по фиг. 101 каждое любое измѣненіе состоянія примѣнять къ опредѣленію энергии. Должны быть только точно (изъ опытовъ) извѣстны соотношенія при этихъ измѣненіяхъ состоянія.

Газы. При нагреваніи напр. съ постояннымъ объемомъ вся сообщаемая энергія идетъ на повышение температуры газа. Если газъ нагревается отъ t^0 до t^0 , то

$$U = c_v t.$$

Насыщенный паръ. На испареніе 1 Кг воды отъ 0^0 и при постоянномъ давленіи расходуется $q + r$ Cal. При увеличеніи объема паръ даетъ механическую работу

$$p(v - 0,001).$$

Изъ израсходованнаго тепла такимъ образомъ только

$$U = q + r - Ap(v - 0,001)$$

содержится въ парѣ въ видѣ энергии. При

$$q = r - Ap(v - 0,001)$$

будетъ

$$U = q + p.$$

Для влажнаго пара съ паросодержаніемъ x ,

$$U = q + xp$$

(ср. отд. 34).

Перегрѣтый паръ. Ср. отд. 51.

68. Произвольное измѣненіе состоянія газа или пара. Первое основное уравненіе.

Давленіе и объемъ любого газа или пара пусть измѣняется по кривой ACB , фиг. 102. При этомъ сообщается тепло Q .

Въ результатъ измѣненія состоянія измѣняется энергія тѣла отъ U_1 до U_2 , т.-е. на $U_2 - U_1$ и производится абсолютная работа расширенія L , которая представляется площадью $ACBDE$. Сообщаемое тепло должно вполнѣ покрывать измѣненіе энергии тѣла (которое можетъ быть и отрицательнымъ) и механическую работу.

Такимъ образомъ

$$Q = U_2 - U_1 + AL.$$

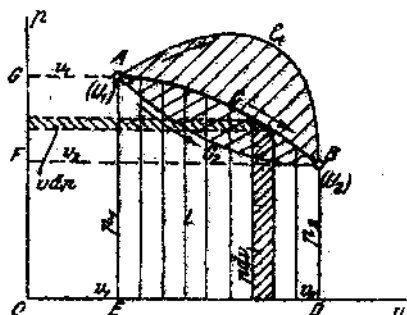
При бесконечно-маломъ измѣненіи состоянія будетъ

$$dQ = dU + AdL$$

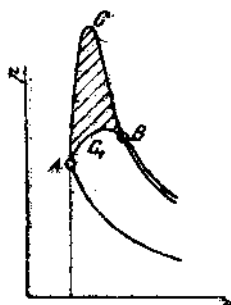
или

$$dQ = dU + Apdv$$

! Примѣчаніе. Если бы кривая p протекала не черезъ C , а черезъ C_1 или C_2 , это совсѣмъ не вліяло бы на $U_2 - U_1$, ибо U_2 и U_1 вполне опредѣляются конечными состояніями A и B , а будутъ различны механическія работы, при C_1 — больше, при C_2 — меньше, чѣмъ при C . Изъ вышеупомянутого уравненія слѣдуетъ, что количества тепла Q_1 и Q_2 , которыя сообщены на путяхъ C_1 и C_2 , на тепловой эквивалентъ косо заштрихованныхъ рабочихъ площадей соответственно больше (при C_1) или меньше (при C_2), чѣмъ тепло Q , которое сообщено на ACB . Пусть напр. въ газовомъ двигателѣ линия сгорания протекаетъ разъ по ACB , фиг. 102, другой разъ по AC_1B , тогда во второмъ случаѣ отъ A до B сообщенное газу количество тепла меньше на тепловой эквивалентъ заштрихованной площади. Этого можно достигнуть или впускомъ меньшаго количества газа, или замедленнымъ сгораніемъ (тогда продолженіе AC_1B лежитъ надъ таковымъ же ACB) или неполнымъ сгораніемъ или, наконецъ, тѣмъ и другимъ вмѣстѣ.



Фиг. 102.



Фиг. 103.

2. Примѣчаніе. Сообщаемое при любомъ измѣненіи состоянія ACB , фиг. 102, тепло Q можно при газахъ выразить и въ диаграммѣ pv площадью фиг. 104. Если вмѣсто непосредственнаго пути AB идуть сперва изотермически до C и оттуда адиабатически до B , то сообщаемое тепло Q' меньше, чѣмъ на прямомъ пути (Q) на эквивалентъ площади f (косо заштрихованная площадь), такимъ образомъ

$$Q' = Q - Af,$$

или

$$Q = Q' + Af$$

На BC тепло ни отнимается ни сообщается (адиабата). Q' такимъ образомъ есть тепло, сообщенное на изотермѣ AC . При газахъ это тепло тождественно съ эквивалентомъ абсолютной работы газа (по отд. 21), т.-е. съ площадью ниже AC (въ тепловыхъ единицахъ). Q есть такимъ образомъ вся заштрихованная, лежащая ниже ABC , площадь до оси абсциссъ. Такъ можно было бы опредѣлять напр. сообщаемыя или отнимаемыя количества тепла въ газовыхъ двигателяхъ для любой фазы: сгорания, расширенія или сжатія.

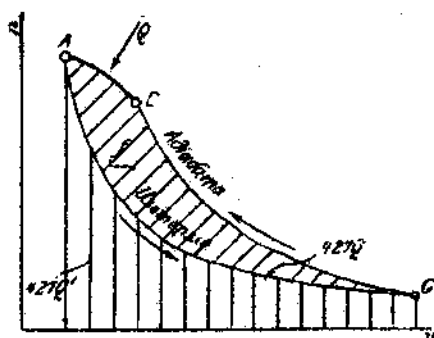
3. Примѣчаніе. Каждое конечное измѣненіе состоянія можно представить какъ рядъ бесконечно-малыхъ измѣненій состоянія ab , bc , cd , фиг. 105. Сообщенное на ab тепло получаютъ при газахъ, по примѣчанію 2, какъ площадь, лежащую ниже abi до оси абсциссъ, гдѣ ai изотерма, bi адиабата. Сближая точки a , b , c , d , будемъ

уменьшать площадки abi , bci и т. д. по отношению къ лежащимъ подъ ai и достигающимъ оси абсциссъ полоскамъ. Сумма этихъ площадокъ въ предѣлѣ бесконечно мала по сравнению съ суммой изотермическихъ полосокъ. Поэтому, изображая сообщенныя количества тепла, можно любое (конечное) измѣненіе состоянія замѣнять рядомъ элементарныхъ адиабатическихъ и изотермическихъ процессовъ, или кривую $abcde$ ломаной $aib_1ci_2d...$ То же самое возможно доказать для всякихъ паровъ, только сообщенное тепло нельзя представить въ такомъ видѣ на диаграммѣ p, v .

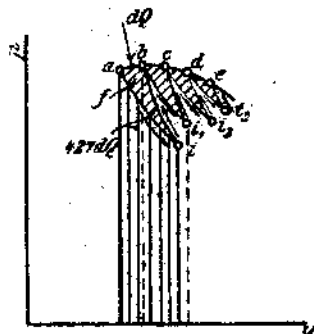
При измѣненіяхъ состоянія съ чередующимися сообщеніемъ и отнятіемъ тепла надо подъ Q понимать алгебраическую сумму сообщаемыхъ и отнимаемыхъ количествъ тепла.

Круговые процессы (циклы) представляютъ измѣненія состоянія съ возвращеніемъ къ исходной точкѣ. Полное измѣненіе энергіи $U_2 - U_1$ такимъ образомъ равно нулю и основное уравненіе получаетъ видъ:

$$Q = AL.$$



Фиг. 104.



Фиг. 105.

Въ круговыхъ процессахъ дѣло все да идетъ о сообщеніи и отнятіи тепла, которыя могутъ также и многократно передоваться. Для кругового процесса по отд. 64, фиг. 98,

$$Q = Q_1 - Q_2;$$

а при частомъ чередованіи или при переменномъ сообщеніи (и отнятіи) тепла (фиг. 97) будетъ

$$Q = \sum_0^0 Q$$

или

$$Q = \int_0^0 dQ,$$

суммы, взятыя для всего теченія отъ начала до конца. Формула

$$\int_0^0 dQ = AL$$

есть кратчайшее математическое выраженіе перваго основного принципа для круговыхъ процессовъ.

69. Другія формы перваго основнаго уравненія. Теплосодержаніе при постоянномъ давленіи.

Абсолютная работа $ABDE$, производимая при произвольномъ измѣненіи состоянія AB , фиг. 102, можетъ быть выражена также площадями: $U = GABF$, прямоугольникомъ $FBDO = p_2 v_2$ и прямоугольникомъ $GAEO = p_1 v_1$. Т.-е.:

$$L = U + p_2 v_2 - p_1 v_1.$$

Для U можно написать: $-\int_{p_1}^{p_2} v dp$ (ср. горизонтальныя полоски)

Отрицательный знакъ необходимъ, потому что при паденіи давленія ($-dp$) произведение $v dp$ будетъ отрицательно, а между тѣмъ U должна входить въ L положительной величиной. Основное уравненіе

$$Q = U_2 - U_1 + AL$$

тѣмъ самымъ переходить въ

$$Q = U_2 - U_1 + Ap_2 v_2 - Ap_1 v_1 - AL$$

или

$$Q = (U_2 + Ap_2 v_2) - (U_1 + Ap_1 v_1) - A \int_{p_1}^{p_2} v dp.$$

U_1 и U_2 зависятъ только отъ состояній въ A и B , т.-е. отъ p_1, v_1, T_1 и p_2, v_2, T_2 ; точно такъ же какъ и суммы $U_1 + Ap_1 v_1$ и $U_2 + Ap_2 v_2$. Отъ характера измѣненія состоянія отъ A до B эти величины не зависятъ: онѣ опредѣлились уже мгновеннымъ состояніемъ. Введемъ обозначеніе:

$$J_1 = U_1 + Ap_1 v_1,$$

$$J_2 = U_2 + Ap_2 v_2,$$

тогда первое основное уравненіе выразится:

$$Q = J_2 - J_1 - A \int_{p_1}^{p_2} v dp$$

Для элементарнаго (безконечно-малаго) измѣненія состоянія будетъ

$$dQ = dJ - A v dp.$$

J называется теплосодержаніемъ при постоянномъ давленіи. При измѣненіи по изобарѣ ($p_2 = p_1 = p$) будетъ $v dp = 0$ и $\int_{p_1}^{p_2} v dp = 0$, площадь U превращается въ прямую линію. Для этого случая

$$Q = J_2 - J_1 \quad (p = \text{const}).$$

Разность величин J въ двухъ различныхъ состояніяхъ съ одинаковымъ давленіемъ равна постою количеству тепла, которое необходимо, чтобы перевести тѣло при постоянномъ давленіи изъ одного состоянія въ другое.

Опредѣленіе J для газовъ и паровъ. Для газовъ въ начальномъ состояніи

$$\begin{aligned} J_1 &= U_1 + Ap_1 v_1 \\ &= c_v t_1 + Ap_1 v_1 \end{aligned}$$

и при $p_1 v_1 = RT_1$,

$$J_1 = c_v t_1 + ART_1.$$

Въ конечномъ состояніи, такимъ же образомъ,

$$J_2 = c_v t_2 + ART_2.$$

Поэтому

$$J_2 - J_1 = c_v (t_2 - t_1) + AR(T_2 - T_1),$$

или, вслѣдствіе

$$T_2 - T_1 = t_2 - t_1,$$

$$J_2 - J_1 = (c_v + AR)(t_2 - t_1).$$

Въ виду

$$c_v + AR = c_p$$

будеъ

$$J_2 - J_1 = c_p (t_2 - t_1).$$

Если при $t_1 = 0^\circ$ подставить $U_1 = 0$, то будетъ при t°

$$J = c_p t + 273 AR.$$

Для влажныхъ паровъ J почти тождественно съ полной теплотой. Вслѣдствіе $U = q + x\rho$ (отд. 34),

$$J = q + x\rho + Aprv,$$

въ то время какъ

$$\lambda = q + x\rho + Ap(v - v_s)$$

Для водяного пара v (объемъ 1 кг жидкости) равно 0,001 — величина, которая даже при очень влажномъ парѣ еще мала сравнительно съ полнымъ объемомъ v , поэтому $J \approx \lambda$.

Для перегрѣтаго пара

$$J = q + \rho + Aprv_s + (c_p)_m (t - t_s).$$

т.е. больше тѣмъ для сухого насыщеннаго пара того же давленія на теплоту перегрѣва при постоянномъ давленіи.

Для адиабатических изменений состояния при $Q=0$ первое основное уравнение переходит въ

$$0 = J_2 - J_1 + AL',$$

такимъ образомъ

$$L = \frac{J_1 - J_2}{A}$$

(для всѣхъ тѣлъ).

Эта рабочая площадь L' играетъ при процессахъ въ машинахъ важную роль (полезная работа при паровыхъ машинахъ съ полнымъ расширеніемъ; работа, затрачиваемая на сжатіе газа. см. отд. 53, 54, 28), а также при процессахъ истечения (отд. 43, 45, 46). На этой формулѣ основано также примѣненіе JS -диаграммы Молье для подсчета располагаемой энергіи въ турбинахъ. отд. 46.

70. Элементарный циклъ.

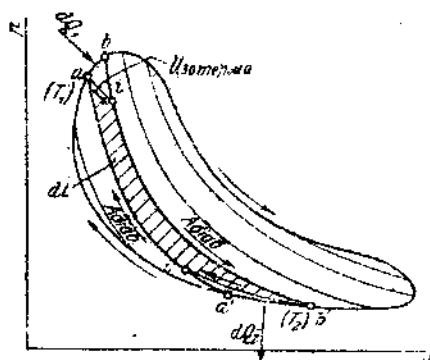
Если разбить площадь кругового процесса, фиг. 106, бесконечно-близкими другъ къ другу адиабатами на узкія поля, то такое поле, ограниченное двумя адиабатами и двумя элементами кривой давленія измѣненія состоянія, называется „элементарнымъ цикломъ“. Онъ въ сущности аналогиченъ общему случаю конечнаго процесса въ отд. 64, фиг. 98.

Если представить себѣ, что съ даннымъ тѣломъ (газомъ или паромъ) послѣдовательно совершаются всѣ эти элементарные циклы, то получается въ результатъ совершенно та же механическая работа, какъ и непосредственно въ данномъ конечномъ циклѣ. Точно также „ $+Q_1$ “ (сумма сообщенныхъ количествъ тепла dQ_1) и „ $-Q_2$ “ (сумма отнятыхъ количествъ тепла) будутъ совершенно тѣ же, что и непосредственно въ конечномъ циклѣ. Значитъ, можно представить конечный цикл въ видѣ совокупности (бесконечно большого числа) элементарныхъ цикловъ.

Преображеніе тепла въ работу въ элементарномъ циклѣ. Пусть dQ_1 будетъ тепло, сообщенное на ab , и dQ_2 — тепло отнятое на $a'b'$. Если представленную площадку $abb'a'$ работу соотвѣтствующаго элементарнаго цикла обозначить dL , то

$$AdL = dQ_1 - dQ_2.$$

Проведемъ черезъ a изотерму az ; сообщаемое на пути ai тепло (по отд. 65) отличается отъ dQ_1 , дѣйствительно сообщеннаго тепла на ab , только на величину бесконечно малую по сравнению съ dQ_1 ,



Фиг. 106.

(т.-е. на бесконечно малую второго порядка). Въ предѣлѣ оба эти количества тепла равны.

Проведемъ еще изотерму $b'i'$ черезъ b' . Тепло, отнимаемое на $b'i'$, въ предѣлѣ тождественно съ dQ_2 , отнимаемымъ на $b'a'$. Получаемъ новый элементарный циклъ $aib'i'a$, которому соответствуютъ тѣ же количества тепла dQ_1 и dQ_2 , какъ и первоначальному. Соответствующая площадь работы отличается отъ dL только на бесконечно малую величину второго порядка.

Но $aib'i'a$ представляетъ собой циклъ Карно, значить (по отд. 66)

$$AdL = dQ_1 \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right),$$

гдѣ T_1 , T_2 абс. температуры соотв. на ai и $b'i'$.

Далѣе

$$\frac{dQ_2}{dQ_1} = \frac{T_2}{T_1} \text{ и } \eta = 1 - \frac{T_2}{T_1}.$$

Для первоначальнаго элементарнаго процесса (по отд. 64)

$$\eta = 1 - \frac{dQ_2}{dQ_1}.$$

Тѣмъ самымъ и для него

$$\eta = 1 - \frac{T_2}{T_1}.$$

Коэффициентъ любого элементарнаго цикла равенъ коэффициенту цикла Карно между тѣми же предѣлами температуръ.

Отсюда слѣдуетъ, между прочимъ, что въ циклахъ съ сообщеніемъ тепла при перемѣнной температурѣ лучше всего можетъ быть использована та часть тепла, которая сообщается при наивысшей температурѣ.

Слѣдующій отдѣлъ представляетъ важнѣйшее приложеніе этого вывода.

71. Кратчайшее выраженіе второго основнаго принципа для обратимыхъ цикловъ. Энтропія.

Для элементарнаго цикла ранѣе получено соотношеніе

$$\frac{dQ_2}{dQ_1} = \frac{T_2}{T_1}$$

или

$$\frac{dQ_1}{T_1} = \frac{dQ_2}{T_2}$$

Такимъ образомъ, dQ_1 и dQ_2 всегда неравны, и при томъ $dQ_2 < dQ_1$; напротивъ, отношенія $\frac{dQ_1}{T_1}$ и $\frac{dQ_2}{T_2}$ въ элементарномъ циклѣ равны между собой. Если написать это соотношеніе для всѣхъ элементарныхъ цикловъ общаго случая, представленнаго на фиг. 98 и 106 и просуммировать, то получимъ

$$\int_I^{II} \frac{dQ_1}{T_1} = \int_{III}^{IV} \frac{dQ_2}{T_2}.$$

Такимъ образомъ, при сообщеніи тепла сумма всѣхъ отношеній $\frac{dQ_1}{T_1}$ увеличивается на столько же, на сколько она уменьшается затѣмъ при отнятіи тепла, когда dQ_2 отрицательно. Эти суммы носятъ названіе „энтропія“; $\frac{dQ_1}{T_1}$ — приращеніе, $\frac{dQ_2}{T_2}$ — убыль энтропіи при безконечно маломъ измѣненіи состоянія съ сообщеніемъ тепла dQ_1 ; и отнятіемъ dQ_2 .

Напишемъ выраженіе

$$\int_I^{II} \frac{dQ_1}{T_1} + \int_{III}^{IV} \frac{dQ_2}{T_2} = 0$$

въ видѣ алгебраической суммы всѣхъ отношеній $\frac{dQ}{T}$, взявъ ихъ для всего процесса (при чемъ элементарныя количества сообщаемого тепла надо вводить положительными, а отнимаемого — отрицательными); тогда получимъ

$$\int_0^0 \frac{dQ}{T} = 0,$$

т.е. при любомъ обратимомъ циклѣ полное измѣненіе энтропіи равно нулю.

Это положеніе является для любого (обратимаго) цикла слѣдствіемъ изъ втораго основнаго принципа термодинамики, который былъ выведенъ въ общемъ видѣ съ помощью произвольныхъ элементарныхъ цикловъ, или элементарныхъ цикловъ Карно (что одно и то же).

Послѣднее уравненіе есть кратчайшее математическое выраженіе втораго основнаго принципа термодинамики въ его примѣненіи къ циклу произвольному и обратимому, (т.е. не связанному съ побочными потерями). Для цикла Карно оно можетъ быть написано проще.

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

72. Энтропия, какъ одна изъ величинъ, характеризующихъ состояніе

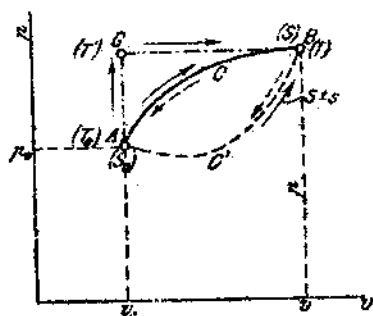
Уже изъ тѣхъ приемовъ (отд. 25), которые даютъ возможность графически представлять количества тепла, участвующія въ произвольномъ измѣненіи состоянія, выяснилось понятіе „энтропія“; т.-е. мы еще раньше подошли къ нему, но совсѣмъ инымъ путемъ, чѣмъ въ предыдущемъ отдѣлѣ. Для газовъ тогда мы нашли, что разность значений энтропіи для двухъ различныхъ состояній одного и того же количества газа не зависятъ отъ пути, по которому газъ переходитъ изъ одного состоянія въ другое.

Въ этомъ отдѣлѣ надо доказать, что для всѣхъ тѣлъ энтропія обладаетъ этимъ свойствомъ, такъ напримѣръ, для любыхъ насыщенныхъ и перегрѣтыхъ паровъ. Этотъ выводъ чрезвычайно важенъ (ср. отд. 37).

Пусть для произвольнаго начальнаго состоянія p_0, v_0, T_0 (точка А фиг. 107) энтропія равна S_0 . При нѣкоторомъ измѣненіи состоянія ACB , сопровождаемомъ сообщеніемъ тепла энтропія увеличивается на

$\int_A^B \frac{dQ}{T}$. Эта величина можетъ быть вычислена, для каждаго пункта из-

мѣненія состоянія, если извѣстны соответствующія количества тепла и температуры. Пусть S будетъ конечное значеніе энтропіи въ B ; тогда $S - S_0$ представитъ приращеніе энтропіи на пути AB .



Фиг. 107

Если возвратить тѣло по тому же пути BAC въ его начальное состояние, то энтропія упадетъ опять до S_0 , ибо въ каждомъ пунктѣ температуры тѣ же, какъ и на прямомъ пути, и тѣ же количества тепла; но раньше они сообщались, а теперь ихъ надо отнимать; значить и сумма всѣхъ $\frac{dQ}{T}$ получится такой же, какъ и на пути AB , только съ обратнымъ знакомъ.

Можно было бы предположить, что если тѣло перейдетъ изъ начальнаго состоянія въ конечное по какому-либо другому пути $AC'B$, то и энтропія также получитъ иное приращеніе, напр. $S - S_0 \pm s$. Въ виду того, что на пути $AC'B$ сообщаются совершенно другія количества тепла и при иномъ ихъ распредѣленіи (а слѣдовательно и суммируемыя величины $\frac{dQ}{T}$ будутъ въ каждомъ пунктѣ отличными отъ прежнихъ), это казалось бы почти очевиднымъ. На обратномъ пути $BC'A$ тогда энтропія уменьшится на такую же величину ($S - S_0 \pm s$)

Пусть теперь тѣло совершаетъ прямой путь по ACB , а обратный по $AC'B$; получается обратимый циклъ. При этомъ, согласно отд. 71, полное измѣненіе энтропіи должно быть равно нулю.

Если бы теперь, какъ мы предположили выше, на пути ACB энтропія получила приращеніе $S - S_0$, а на пути $BC'A$ убывъ $S - S_0 \pm s$, то получилось бы, что въ круговомъ процессѣ энтропія измѣнилась на $\mp s$. Но это противорѣчило бы второму основному принципу. Поэтому $\mp s$ должно быть равно нулю. Итакъ, разность энтропій въ A и B опредѣляется исключительно положеніемъ точекъ A и B , т. е. величинами p_0, v_0, T_0 и p, v, T . При любомъ пути изъ A въ B энтропія получаетъ одно и то же приращеніе.

Этимъ свойствомъ кромѣ энтропіи S обладаютъ между прочимъ внутренняя энергія (U) и теплосодержаніе (J). Всѣ эти три величины имѣютъ для даннаго состоянія вполне опредѣленные значенія. Поэтому и обратно ими можно пользоваться для опредѣленія состоянія, (въ качествѣ характеристикъ состоянія, подобно p, v, T).

Полную аналогію съ этимъ обнаруживаетъ напр. энергія, которою обладаютъ тѣла благодаря своему вѣсу (энергія положенія). А именно, тѣло вѣса G , падая съ высоты h по вертикальному или наклонному направленію, въ плоскости, или по произвольной поверхности, всегда совершаетъ одну и ту же работу $G \cdot h$, гдѣ h — вертикальное разстояніе уровней. Напротивъ, напр. работа L падающихъ подъ нѣкоторымъ давленіемъ газовъ или паровъ зависитъ не только отъ начальныхъ и конечныхъ значений p и v , но въ значительной степени и отъ характера измѣненія состоянія. L не есть признакъ состоянія, подобно тому какъ не является таковымъ тепло, сообщаемое газу между двумя его состояніями, которое можетъ имѣть всявозможныя значенія.

Математически это свойство энтропіи выражается такъ:

$$\frac{dQ}{T} = dS$$

представляетъ полный дифференціалъ. Это значить, что сумма $\int \frac{dQ}{T} = S - S_0$ между двумя опредѣленными значеніями переменныхъ Q и T не зависитъ отъ характера измѣненій величинъ p, v, T , который можетъ быть весьма разнообразнымъ.

Уравненіе

$$dQ = T \cdot dS$$

называется вторымъ основнымъ уравненіемъ (для обратимыхъ измѣненій состоянія). Оно справедливо для всѣхъ тѣлъ.

И при сообщеніи, и при отнятіи тепла энтропія всегда измѣняется, какъ совершенно ясно изъ выраженія измѣненія энтропіи $\frac{dQ}{T}$. Такимъ образомъ, можно сказать, что ощущимое тепло не можетъ ни войти, ни выйти изъ тѣла, безъ того, чтобы одновременно не измѣнилась его энтропія, подобно тому какъ отдача или воспріятіе механической работы газами или парами невозможны безъ одновременнаго измѣненія объема (сравненіе Максвелла).

Тепло, воспринимаемое или отдаваемое тѣломъ при любомъ обратимомъ измѣненіи состоянія, измѣряется произведеніемъ изъ абсолютной температуры на измѣненіе энтропіи этого тѣла (отд. 25)

Но это отнюдь не обусловливаетъ справедливости обратнаго заключенія: что, если тепло не сообщается тѣлу и не отнимается у него, то и энтропія его не можетъ измѣняться.

Несомнѣнно, для обратимыхъ измѣненій состоянія будетъ справедливъ законъ, что въ тѣхъ случаяхъ, когда тепло не сообщается и не отнимается, не измѣняется и энтропія; напротивъ, при необратимыхъ измѣненіяхъ состоянія энтропія можетъ только расти, но не уменьшаться (отд. 77 и 78).

Опредѣленіе энтропіи для газовъ и паровъ. Каждое измѣненіе состоянія, для котораго извѣстна связь между сообщеніемъ или отнятіемъ тепла и измѣненіемъ температуры, можетъ быть использовано для опредѣленія энтропіи.

Газы. Пусть напр. газъ нагревается сперва при постоянномъ объемѣ, пока его давленіе не достигнетъ величины p , отрѣзокъ AG . фиг. 107 Температура при этомъ повышается съ T_0 до T' ; потомъ газъ нагреваемъ при постоянномъ давленіи, пока объемъ его не увеличится до величины v , при этомъ температура повышается съ T' до T .

На первомъ участкѣ, сообщенное тепло для dt градусовъ равно $dQ = c_v dt$, слѣдовательно, безконечно малое приращеніе энтропіи

$$dS = \frac{dQ}{T} = c_v \frac{dt}{T} = c_v \frac{dT}{T}$$

Сумма, для конечнаго пути отъ A до G равна

$$S_G - S_A = c_v \ln \frac{T'}{T_0},$$

или, въ виду

$$\frac{T'}{T_0} = \frac{p}{p_0}$$

$$S_G - S_A = c_v \ln \frac{p}{p_0}$$

Эту сумму можно получить или интегрированіемъ $\int_{T_0}^T \frac{dT}{T} = \ln \frac{T}{T_0}$, или какъ площадь равнобочной гиперболы, для которой T служатъ абсциссами, а $\frac{1}{T}$ — ординатами.

Для втораго участка имѣемъ

$$dQ = c_p \cdot dT,$$

и аналогично

$$S_B - S_G = c_p \ln \frac{T}{T'}$$

или вслѣдствіе

$$\frac{T}{T'} = \frac{v}{v_0}$$

$$S_B - S_C = c_p \ln \frac{v}{v_0}$$

Полное приращеніе энтропіи между двумя произвольными состояніями *A* и *B* равно слѣдовательно

$$S_B - S_A = c_v \ln \frac{p}{p_0} + c_p \ln \frac{v}{v_0}$$

Тотъ же результатъ получился бы и при подсчетѣ любымъ инымъ путемъ. Помимо этого для газовъ ср. отд. 25 и 26.

Пары. Ср. отд. 37 и 46.

Какъ видно изъ предыдущаго изложенія, всегда идетъ рѣчь лишь о разности значеній энтропіи для различныхъ состояній тѣла, а не объ абсолютной величинѣ ея. Последнюю такъ же невозможно опредѣлить, какъ, напримѣръ, и абсолютную величину внутренней энергіи тѣла. Нулевую точку для энтропіи можно выбрать произвольно такъ же какъ напр. для внутренней энергіи, отд. 67.

73. Энтропійная діаграмма кругового процесса. Термическій идеальнѣйшій коэффициентъ. Процессы съ наибольшимъ использованиемъ тепла.

Нанесемъ соотвѣтствующія отдѣльнымъ точкамъ рабочей діаграммы фиг. 98 величины абсолютныхъ температуръ *T* какъ ординаты, а значенія энтропіи *S* какъ абсциссы; тогда получимъ замкнутую діаграмму фиг. 108.

Кривой *I II* сообщенія тепла на фиг. 98 соотвѣтствуетъ на фиг. 108 кривая *I' II'*, кривой *III IV* отнятія тепла—кривая *III' IV'*. Адиабаты фиг. 98 изображаются на фиг. 108 прямыми параллельными оси *T*, такъ какъ при адиабатическомъ измѣненіи состоянія энтропія остается постоянной (отд. 26)

Если въ *pv* діаграммѣ адиабаты идутъ, то въ энтропійной діаграммѣ подобныхъ прямыхъ не будетъ, и кривыя сообщенія и отнятія тепла плавно переходятъ одна въ другую (при этомъ послѣднія кривыя могутъ и чередоваться).

Площадь, лежащая между кривой *I' II'* и осью абсциссъ, представляетъ сообщенное тепло Q_1 , а площадь подъ кривой *III' IV'* отнятое тепло Q_2 . Поэтому, замкнутая площадь энтропійной діаграммы (*I' II' III' IV'*) равна разности $Q_1 - Q_2$. Но, по отд. 64, эта разность есть тепло, обращенное въ работу, механическій эквивалентъ котораго *L* представляется площадью соотвѣтствующей рабочей діаграммы фиг. 98.

Такимъ образомъ, площадь замкнутой энтропійной діаграммы кругового процесса представляетъ въ тепловыхъ единицахъ ту же работу, которую выражаетъ въ механическихъ единицахъ площадь рабочей

рабочаго тѣла при сообщеніи тепла. Температура можетъ отъ начала до конца повышаться, падать или оставаться постоянной, лишь бы только средняя температура T_m оставалась одной и той же (кривыя $I' II'$, gk , zk).

Такимъ образомъ, для кривой сообщенія тепла не имѣется наивыгоднѣйшаго протеканія. Теченіе этой кривой при болѣе низкой начальной температурѣ можетъ оказаться столь же выгоднымъ, какъ другое, начавшееся съ высшей температуры, если только среднія температуры обѣихъ энтропійныхъ діаграммъ равны между собою, или, что то же, если одинаковы приращенія энтропіи.

Во всякомъ случаѣ, сообщеніе тепла по изотермѣ не является болѣе выгоднымъ, чѣмъ сообщеніе тепла съ повышеніемъ температуры при постоянномъ объемѣ или давленіи (циклы двигателей газовыхъ и жидкаго топлива).

Наоборотъ, для кривой отнятія тепла, изотермическое ея протеканіе, при определенной границѣ для нижней температуры, слѣдуетъ признать теоретически наивыгоднѣйшимъ, по крайней мѣрѣ въ томъ случаѣ, если располагаютъ неограниченными количествами охлаждающей воды.

Адіабатамъ $I' IV'$ и $II' III'$ тепловой діаграммы въ рабочей діаграммѣ соответствуютъ двѣ адіабаты, на определенномъ разстояніи другъ отъ друга. При постоянной теплоемкости c_v отношеніе $\frac{v''}{v'}$, определяющее это разстояніе, было бы, фиг. 108а, одно и то же для любой ординаты (отд. 22, фиг. 24). При переменной же c_v , напротивъ, величина отношенія $\frac{v''}{v'}$, измѣняется въ извѣстныхъ границахъ. Для перваго случая величина этого отношенія находится слѣдующимъ образомъ.

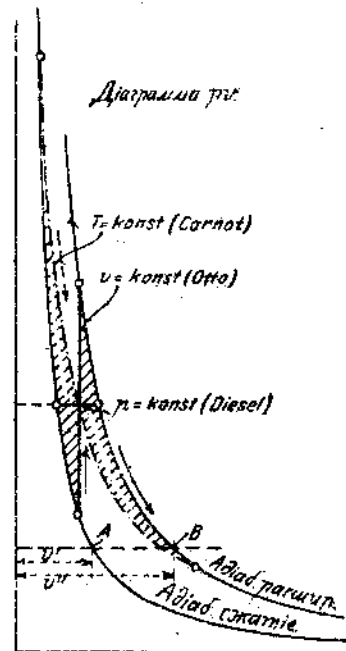
Приращеніе энтропіи $S - S_0$ при сообщеніи тепла определяется изъ уравненія

$$Q_1 = (S - S_0) T_m,$$

т.-е.

$$S - S_0 = \frac{Q_1}{T_m}.$$

Какъ видно изъ энтропійной діаграммы, приращеніе энтропіи ($S - S_0$) между двумя произвольными точками, взятыми соответственно на верхней и нижней адіабатахъ, остается однимъ и тѣмъ же. Для



Фиг. 108а.

газовъ связь между этимъ приращеніемъ энтропіи и отношеніемъ $\frac{v'}{v}$ можно легко получить, переходя съ нижней на верхнюю адиабату по изобарѣ, которая въ $p-v$ діаграммѣ фиг. 108а, изобразится прямой AB . По отд. 26 имѣемъ:

$$S - S_0 = 2,303 \, c_p \log \frac{v'}{v}$$

Поэтому

$$\frac{Q_1}{T_m} = 2,303 \, c_p \log \frac{v'}{v},$$

откуда

$$\log \frac{v'}{v} = \frac{Q_1}{2,303 \, c_p \cdot T_m}.$$

Примѣр. $Q_1 = 450$ Cal/kg (богатая смѣсь), $c_p = 0,3$, $T_m = 1200 + 273$. Тогда

$$\log \frac{v'}{v} = \frac{450}{2,303 \cdot 0,3 \cdot 1473} = 0,442; \frac{v'}{v} = 2,77$$

Для переменной c_p величину этого выраженія уже нельзя получить столь же просто. Въ этомъ случаѣ быстрѣ всего ведетъ къ цѣли пользованіе таблицей энтропій. Сначала надо пройти вправо по соответствующей изобарѣ на величину приращенія энтропіи $\frac{Q_1}{T_m}$ и затѣмъ опредѣлить съ помощью изоплеръ измѣненіе объема.

Въ индикаторной діаграммѣ газового двигателя, фиг. 30, въ концѣ сжатія $\frac{v'}{v} = 2,4$, а на высотѣ предваренія выпуска 2,3.

На фиг. 32 (двигатель Дизеля) при предѣльной нагрузкѣ, $\frac{v'}{v} = 1,93$ вверху и 2,5 внизу.

Чѣмъ меньше отношеніе $\frac{v'}{v}$ при одной и той же рабочей смѣси, тѣмъ выше и средняя температура при сообщеніи тепла, и, слѣдовательно, тѣмъ меньше необходимая тепловая потеря Q_2 .

При разныхъ кривыхъ для сообщенія тепла, использованныя площади тепловой діаграммы, лежащія между двумя опредѣленными адиабатами будутъ равны между собою, если только онѣ обладаютъ одинаковыми средними температурами T_m и общей нижней границей.

Рабочія площади соответствующей $p-v$ діаграммы, эквивалентныя имъ, тоже тогда равны между собою. На фиг. 108а указаны 3 случая съ одинаковымъ использованіемъ тепла: изотермическое сообщеніе тепла (Карно), сообщеніе тепла по изобарѣ (Дизель) и по изоплерѣ (Отто). Извѣстно, что въ случаѣ изотермы приходится безъ всякой выгоды имѣть дѣло съ значительно болѣе высокими давленіями, чѣмъ въ другихъ процессахъ. По способу Дизеля можно достигнуть того же термического идеальнаго коэффиціента при гораздо меньшихъ давленіяхъ.

Наибольшаго сжатія требуетъ цикл изотермическій, наименьшаго — цикл Отто.

Двигатели одинаковой мощности, работающие по этимъ 3-мъ способамъ съ одинаковой экономичностью, должны обладать и одинаковыми рабочими объемами, чтобы они были въ состояніи воспринимать одинаковыя количества тепла ¹⁾. Напротивъ, пространства сжатія должны быть различны: наименьшее при изотермическомъ циклѣ, наибольшее при циклѣ Отто.

Для цикла съ произвольными верхней и нижней кривыми, на основаніи

$$Q_1 = T_m (S - S_0) \text{ и } Q_2 = T'_m (S - S_0)$$

термическій идеальный коэффициентъ

$$\eta_t = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_m - T'_m}{T_m},$$

или

$$\eta_t = 1 - \frac{T'_m}{T_m}$$

Пусть напр. $T_m = 1200 + 273$, $T'_m = 100 + 273$, тогда

$$\eta_t = 1 - \frac{373}{1473} \approx 0,75$$

Абсолютная величина верхней температуры T_m зависитъ отъ двухъ обстоятельствъ. Во-первыхъ, отъ количества тепла Q_1 , выделяемаго каждымъ kg смѣси; это количество опредѣляется величиной теплопроизводительности данной рабочей смѣси (отд. 12, 30, 31, 32); во-вторыхъ, степенью предварительнаго адиабатическаго сжатія. Только это послѣднее въ состояніи создать тѣ высокія температуры, которыя необходимы для выгоднаго превращенія тепла въ работу. Такимъ образомъ, теоретически представляется возможнымъ какъ угодно высоко поднять верхнюю температуру, при помощи предварительнаго сжатія. Однако практически эта температура ограничивается величинами допустимыхъ давленій, качествомъ матеріала двигателя и смазки, а для двигателей, гдѣ сжимается сама рабочая смѣсь, еще и температурой самовоспламененія послѣдней.

Если верхняя температура значительно превзойдетъ 2000°. то наступаетъ значительная диссоціація (для CO_2 уже отъ 1700°). Часть теплоты сгорания расходуется при этомъ на разложеніе молекулъ газа, и тѣмъ самымъ уже не даетъ повышения температуры; поэтому величины послѣдней будутъ нѣсколько ниже.

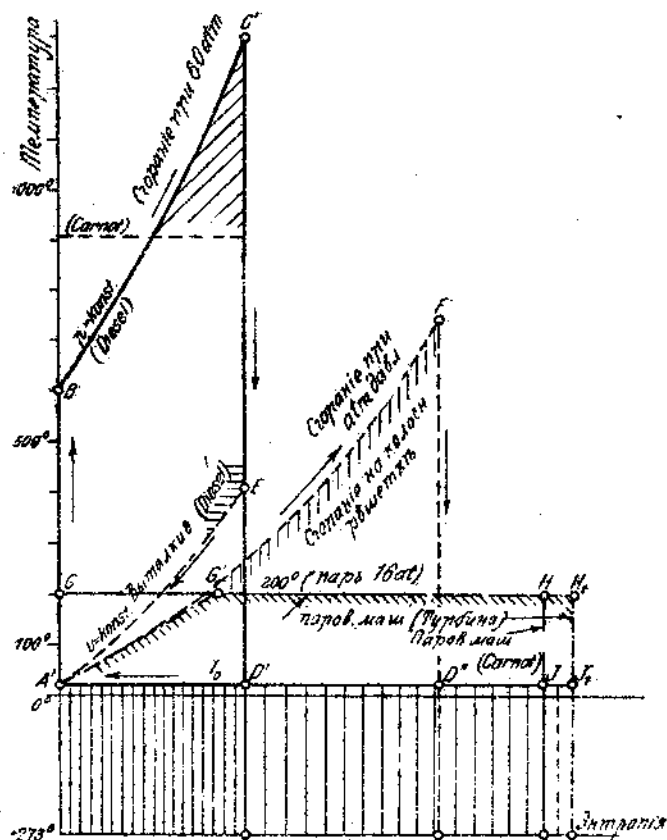
Пусть намъ удалось соотвѣствующимъ сильнымъ сжатіемъ воздуха и горючаго получить столь высокія температуры, что совершилась бы полная диссоціація и, слѣдовательно, горѣніе сдѣлалось невозможнымъ; тогда реакціи соединенія стали бы идти постепенно лишь при расширеніи, и мы получили бы въ этомъ случаѣ (по Нернсту (Nernst), Z. d. V. d. J., 1905, стр. 1427) абсолютный максимумъ термическаго идеальнаго коэффициента. Количество использованнаго тепла отличалось бы при этомъ лишь очень немного отъ теплопроизводительности затраченнаго горючаго. Чтобы достигнуть этого, необходимы температуры круглымъ числомъ свыше 5000°.

¹⁾ Предполагается, что выталкиваніе происходитъ обычнымъ способомъ, на вызываніе идетъ полный ходъ, при чемъ топливо примѣняется одно и то же.

74. Работа, эквивалентная теплу, выделяющемуся по изобарь (сгорание на колосниковой решетке и в двигателях постепенного сгорания; машины насыщенного пара, паровые турбины)

Тепло, выделяющееся при сгорании, содержится в газообразных продуктах сгорания; они же представляют собою или промежуточное, или непосредственно рабочее тело, благодаря изменениям состояния которого, тепло затѣмъ превращается въ работу.

Въ предположеніи, правда не совсѣмъ вѣрно, что теплота сгорания сообщается извѣ продукты сгорания постояннаго состава,



Φ_{MF} = 109.

можно на основании данныхъ отъ 73, фиг. 108 замѣтить цикль, дающій наилучшее ея использованіе. Этотъ цикль состоитъ изъ двухъ адиабатъ—для расширенія и для сжатія, изотермы—для отнятія тепла и изобары—для его сообщенія.

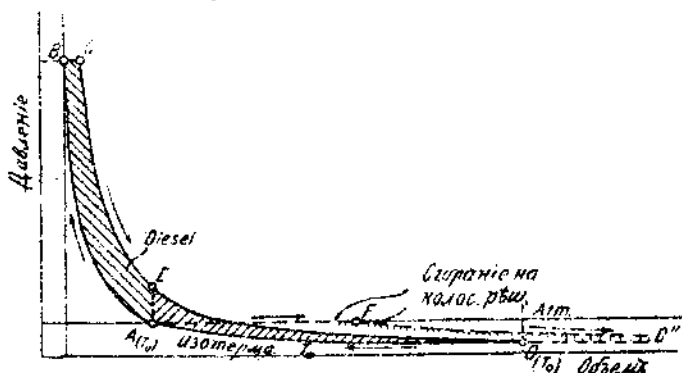
На фиг. 109 вычерчена въ масштабѣ энтропійная діаграмма, при чемъ начальная температура равна 20° , температура конца сжатія 600° , конца сгорания 1300° . (Рабочая діаграмма, фиг. 110, для ясности вычерчена для значительно болѣе низкихъ температуръ и давленій).

$B'C'$ (соответствующая линии BC рабочей диаграммы фиг. 110) есть линия сообщения тепла, $C'D'$ (CD) — адиабата расширения, $D'A'$ (DA) изотерма сжатия, во время которого тепло отнимается и давление достигает начальной величины, $A'B'$ (AB) — адиабатическое сжатие, с которого и начинается процесс.

Площадь, лежащая между $B'C'$ и осью абсцисс, есть сообщенное тепло Q_1 ; прямоугольник под $A'D'$ — неизбежная потеря тепла Q_2 ; площадь $A'B'C'D'A'$ — превращенное в работу тепло $Q_1 - Q_2$.

В данном случае Q_2 составляет приблизительно 24% от Q_1 , а, следовательно, термический идеальный коэффициент равен $100 - 24 = 76\%$.

При цикле Дизеля (двигатели постепенного сгорания, отд. 31) в p -и диаграмме отпадает площадь EAD , в энтропийной — соответствующая ей площадь $E'A'D'$. ($E'A'$ есть изоплера, соответствующая линии выталкивания EA). На столько же возрастет и тепловая потеря, так что термический идеальный коэффициент будет только 62%.



Фиг. 110.

О действительном процессе Дизеля см. отд. 31.

Если сгорание происходит не при столь высоком давлении (так напр. на фиг. 109 давление равно приблизительно 60 ат), а при атмосферном (колосниковая решетка), то линия сообщения тепла протекает по $A'F'$. При одинаковых количествах сообщаемого тепла площадь, лежащая между $A'F'$ и осью абсцисс, должна быть равна площади под $B'C'$.

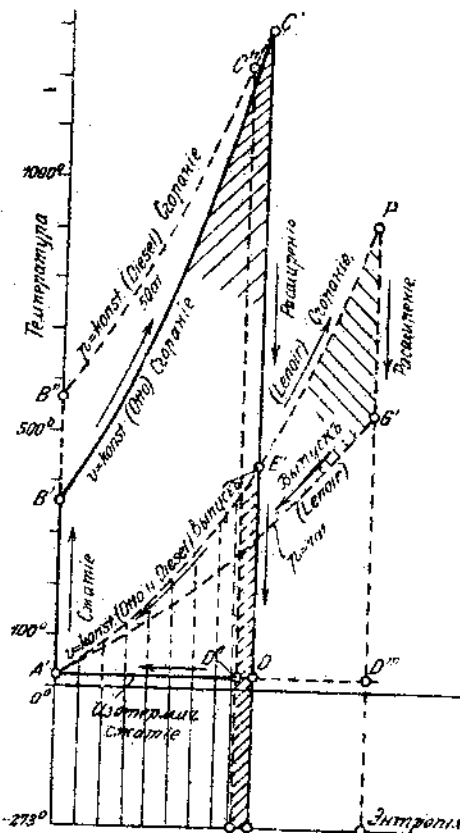
Неизбежная тепловая потеря, выражающаяся прямоугольником под $A'D''$, теперь почти вдвое больше, чем раньше. Таким образом, для получения из тепла работы сгорание на решетке невыгодно по сравнению с двигателем постепенного сгорания, где оно происходит под высоким давлением.

В машинах или турбинах насыщенного пара с конденсацией и расширением до противодавления, которые работают по циклу Карно, затрачивая те же количества тепла (площадь под GH), напр. паром в 200° (16 ат abs.) площадь под $A'J$, выражающая неизбежную

потерю тепла, еще больше ($\eta_i = 0,38$). Еще большія потери получаются въ идеальномъ процессѣ дѣйствительныхъ машинъ ¹⁾ насыщеннаго пара (потерянная площадь — подъ $A'J_1$, $\eta_i = 0,34$). При этомъ температура конденсата предположена равной 20° .

Въ случаѣ непосредственнаго использованія въ двигателяхъ продуктовъ горѣнія при атмосферномъ давленіи, циклъ послѣднихъ былъ бы $A'E'D'A'$, съ $\eta_i = 0,46$. Въ рабочей диаграммѣ, фиг. 110, это соотвѣствовало бы площади $AFD''DA$, лежащей цѣликомъ ниже атмосферной линіи. Хотя такой двигатель и представляется теоретически возможнымъ, но въ виду большой величины необходимаго рабочего объема, малыхъ давленій и необходимости особаго компрессора (для изотермическаго сжатія), практически непримѣнимъ, но крайней мѣрѣ въ видѣ поршневого двигателя.

75. Работа эквивалентная теплу, выделяющемуся по изоплерѣ. (Процессъ двигателей быстрого сгорания).



Фиг. 111.

Въ этомъ случаѣ энтропійная диаграмма цикла съ наибольшимъ неиспользованіемъ тепла (фиг. 111 и 112) отличается отъ диаграммы предыдущаго случая очевидно только линіей сообщенія тепла $B'C'$, которая въ данномъ случаѣ представляется изоплерой. Въ рабочей диаграммѣ, фиг. 112, эта линія изображается вертикалью BC . Остальныя линіи имѣютъ то же значеніе, что и прежде.

Предполагая, что температура конца сжатія равна 360° , конца сгорания 1300° : найдемъ неизбежную тепловую потерю (прямоугольникъ подъ $A'D'$) равной приблизительно 29% отъ сообщеннаго тепла, а слѣловательно, термическій идеальный коэффициентъ $\eta_i = 0,71$.

Въ обычномъ циклѣ газовыхъ двигателей Отто площадь EDA рабочей диаграммы отнадасть; ей соотвѣтствуетъ добавочная тепловая потеря $E'D'A'$. Тогда $\eta_i = 0,46$.

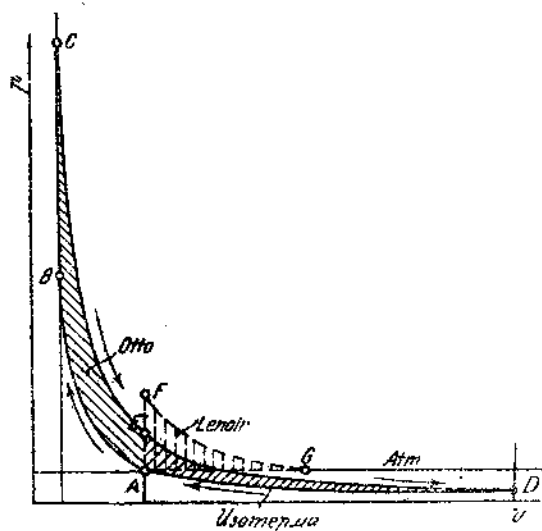
Термическій коэффициентъ идеальнаго процесса постепеннаго сгорания съ тѣмъ же наивысшимъ давленіемъ, получится легко, если провести черезъ C' изобару и на

¹⁾ Процессъ Мейера, см. отд. 53 и 56. Прим. ред.

ней найти точку C'' такъ, чтобы вся площадь подъ $B''C''$ была равна полной площади подъ $B'C'$. Тепловая потеря при этомъ уменьшится на величину площади подъ $D'D''$; для процесса же Диеля (съ полнымъ расширеніемъ) эта потеря уменьшится на заштрихованную, вдвое большую, полоску подъ E' . Такимъ образомъ, при одномъ и томъ же максимальномъ давленіи сгораніе по изобарѣ (Дизель) нѣсколько выгодноѣ, чѣмъ сгораніе по изохерѣ (Отто).

Величина термическаго идеальнаго коэффициента зависитъ прежде всего отъ степени сжатія, точка B' . Если сжатія совсѣмъ не имѣется, то линія сообщенія тепла протекаетъ по $A'F'$. Количество отнятаго тепла, выражающееся прямоугольникомъ подъ $A'D'''$, достигаетъ тогда своего максимума, слѣдовательно, термическій идеальный коэффициентъ получаетъ наименьшее значеніе.

Если черезъ начальную точку A' процесса проведемъ изобару $A'G'$, то увидимъ, что во время адиабатическаго расширенія по $C'D'$ или $F'D'''$ давленіе газа падаетъ ниже начальнаго (при A'), т.-е. ниже ат-



Фиг. 112.

мосфернаго давленія. (Точка D' принадлежитъ много ниже лежащей изобарѣ, чѣмъ G' , см. отд. 27). Величину этого разрѣженія можно найти непосредственно по рабочей діаграммѣ.

Если въ процессѣ безъ сжатія мы будемъ вести расширеніе только до атмосфернаго давленія (до точки G въ p - v діаграммѣ, G' — въ тепловой діаграммѣ), а выталкиваніе по изобарѣ ($G'A'$), то получимъ идеальный процессъ двигателя Ленуара, одного изъ первыхъ газовыхъ двигателей. Въ рабочей діаграммѣ этотъ циклъ изображается площадью $AFGA$, въ тепловой — площадью $A'F'G'A'$. Полученная работа составляетъ здѣсь лишь 19% отъ израсходованнаго тепла (рабочая діаграмма, ради ясности, вычерчена для меньшихъ давленій, чѣмъ тепловая).

Въ дѣйствительномъ процессѣ двигателя Ленуара расширенію далеко не доходитъ до атмосфернаго давленія. Наоборотъ, въ атмосферной газовой

машинъ Лангева и Отто газъ расширяется до давления много ниже атмосфернаго. Этимъ отчасти и объясняется значительно меньшій расходъ газа въ послѣдней машинѣ.

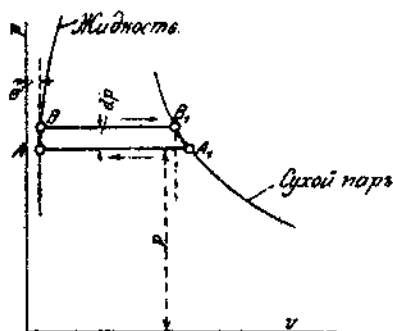
Въ действительныхъ процессахъ (Отто, Дизель) рабочія площади, лежащія подѣ атмосферной линіей, являются потерей по сравненію съ теоретически наивыгоднѣйшимъ процессамъ. Какъ видно изъ тепловой діаграммы, эти потери довольно значительны. Но съ повышеніемъ давленій (и температуръ), т.-е. степени сжатія относительная величина ихъ уменьшается.

Въ предыдущихъ фигурахъ энтропійныя кривыя вычерчены для постоянныхъ теплоемкостей. Въ тѣхъ же случаяхъ, гдѣ требуется большая точность, можно пользоваться таблицами I и II, составленными для переменныхъ теплоемкостей (см. отд. 32).

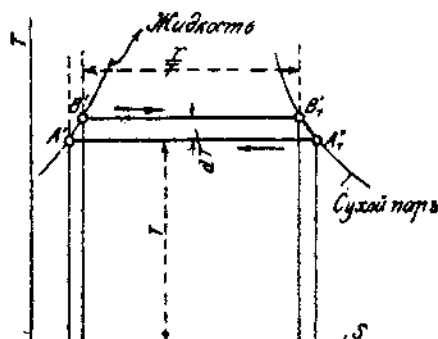
76. Формула Клапейрона (Clapeyron).

Между теплотой парообразованія r и увеличеніемъ объема при парообразованіи подѣ постояннымъ давленіемъ существуетъ опредѣленное общее соотношеніе, выводомъ котораго мы и займемся.

Пусть въ точкѣ A , фиг. 113 имѣется 1 kg капельной жидкости при температурѣ кипѣнія T , соотвѣтствующей давленію p . Объемъ этой жидкости пусть будетъ σ .



Фиг. 113.



Фиг. 114.

Пусть теперь давленіе повысится на безконечно малую величину dp , при чемъ жидкости сообщено такое количество тепла, чтобы она получила температуру кипѣнія $T + dT$, отвѣчающую повысившемуся давленію $p + dp$. Измѣненіе состоянія AB будетъ протекать по нижней предѣльной кривой. Сообщенное тепло равно тогда разности теплотъ жидкости для давленій p и $p + dp$. Это тепло выражается на тепловой діаграммѣ, фиг. 114, площадью, лежащей между $A'B'$ и осью абсциссъ. Пусть затѣмъ жидкость при давленіи $p + dp$ полностью обращается въ паръ. При парообразованіи объемъ ея возрастаетъ на $BB_1 = v_1 - \sigma$

а энтропия на $B'B_1' = \frac{r}{T}$. Сообщенная теплота парообразования r представляется прямоугольникомъ, лежащимъ между $B'B_1'$ и осью абсциссъ. Далѣе полученный сухой паръ, оставаясь сухимъ, расширяется до начального давленія p , точка A_1 . B_1A_1 тогда представляетъ элементъ верхней предѣльной кривой; сообщенное при этомъ тепло выразится всей полоской подъ $B_1'A_1'$.

Отъ A_1 паръ начинаетъ весь конденсироваться при постоянномъ давленіи и достигаетъ въ A опять начального жидкаго состоянія. При этомъ должно быть отнято тепло, соответствующее прямоугольнику подъ $A_1'A'$.

Въ циклѣ ABB_1A_1A , который совершилъ такимъ образомъ паръ, работа, отданная паромъ, равна площади ABB_1A_1 , а эквивалентное ей количество тепла равно $A'B'B_1'A_1'$, (отд. 73). Рабочая площадь равна $(v_s - \sigma) dp$, если пренебречь треугольниками подъ AB и A_1B_1 , (безконечно малыми высшаго порядка), исчезающими въ предѣлѣ. Обращенное въ работу тепло равно $\frac{r}{T} \cdot dT$, а эквивалентная ему работа $427 \cdot \frac{r}{T} \cdot dT$.

Такимъ образомъ, имѣемъ:

$$(v_s - \sigma) dp = 427 \cdot \frac{r}{T} \cdot dT,$$

или

$$\frac{r}{v_s - \sigma} = \frac{1}{427} \cdot T \cdot \frac{dp}{dT}.$$

Это и есть формула Клапейрона.

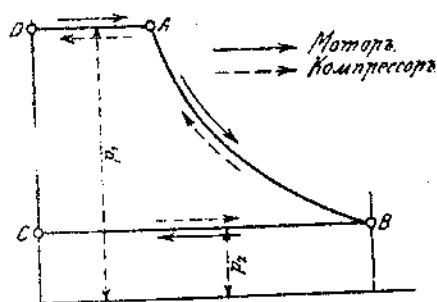
Отношеніе $\frac{dp}{dT}$, представляющее соответствующій давленію p наклонъ кривой $p = f(t)$ пара, фиг. 69, опредѣляется такимъ образомъ по кривой. Если кромѣ того извѣстно увеличеніе объема при испареніи $(v_s - \sigma)$, то r можно найти непосредственно изъ уравненія (помимо опытовъ). Наоборотъ, если r извѣстна изъ опытовъ, можно вычислить $v_s - \sigma$. Этотъ послѣдній путь выбралъ Цейнеръ, при составленіи своихъ таблицъ для пара, на основаніи опытовъ Реньо.

Если, наконецъ, извѣстны изъ опытовъ по отдѣльности всѣ величины, входящія въ уравненіе, то найденныя изъ опытовъ величины должны удовлетворять уравненію. Послѣдній методъ является однимъ изъ наиболѣе точныхъ для провѣрки перваго и втораго принциповъ термодинамики.

77. Обратимые и необратимые процессы.

1. Адиабатическое изменение. Если мы дадимъ тѣлу возможность сначала адиабатически расшириться, а затѣмъ адиабатически же сожмемъ его до начальнаго объема, то промежуточные состоянія его въ первомъ и второмъ процессѣ будутъ одинаковы, и въ концѣ не только давленіе и объемъ, но также температура, внутренняя энергія и энтропія тѣла будутъ имѣть тѣ же значенія, что и въ началѣ; процессъ вполне обратимый. Хотя въ дѣйствительности и невозможно создать абсолютной теплонепроницаемости стѣнокъ сосуда, необходимой для такого процесса, но приблизительно все же можно осуществить ее быстрымъ теченіемъ процесса.

Точно такъ же можно представлять въ идеальномъ случаѣ обратимымъ и болѣе сложный процессъ съ адиабатическимъ расширеніемъ, какъ напр. циклъ двигателей, работающих съ сжатымъ воздухомъ, фиг. 115. Двигатель, не имѣющій вреднаго пространства, получаетъ сжатый воздухъ изъ большаго сосуда I, линія DA . Этотъ воздухъ адиабатически расширяется въ двигательъ до противодавленія p_2 , линія AB ; затѣмъ при давленіи p_2 онъ выталкивается (линія BC), въ другой большій сосудъ II, содержащій воздухъ при томъ же давленіи. Изъ этого сосуда воздухъ всасывается компрессоромъ (CB), адиабатически сжимается имъ до начальнаго давленія p_1 , и подается въ сосудъ I (AD).



Фиг. 115.

Если бы въ этомъ процессѣ нигдѣ не было ни малѣйшихъ тепловыхъ потерь черезъ теплопроводность и лучеиспускание, совершенно не было бы перехода кинетической энергіи въ тепло благодаря вихрямъ, если бы не было никакихъ потерь на треніе и удары въ машинѣ, то двигатель былъ бы въ состояніи, безъ добавочной затраты работы извнѣ, приводить въ движеніе компрессоръ. Воздухъ совершалъ бы круговой процессъ, въ концѣ котораго онъ возвращался бы въ начальное состояніе. Но подобный процессъ можно только вообразить, въ дѣйствительности же онъ неосуществимъ, такъ какъ очевидно, что перечисленныхъ потерь избѣгнуть невозможно. Полная обратимость — идеальный случай, котораго не имѣется въ дѣйствительности, какъ при отдѣльномъ измѣненіи состоянія, такъ и при сложномъ процессѣ.

Равнымъ образомъ можно представить себѣ, что описанный процессъ совершается не въ поршневой машинѣ, а въ турбинѣ. Если представить турбину, работающую сжатымъ воздухомъ, и приводящую въ движеніе поршневой компрессоръ, то ясно, что и процессы теченія должны быть обратимы, если идутъ безъ всякаго тренія

и ударовъ. Для послѣдняго случая можно вообразить вмѣсто поршневого — турбокомпрессоръ.

Однако имѣется цѣлый рядъ необратимыхъ, хотя и адиабатическихъ, измѣненій состоянія. Въ самомъ дѣлѣ, пусть воздухъ перетекаетъ изъ одного теплонепроницаемаго сосуда въ такой же, но безвоздушный сосудъ; или пусть сжатый воздухъ переходитъ въ сосудъ съ воздухомъ меньшаго давленія. Такой процессъ происходитъ безъ всякаго сообщенія или отнятія тепла извнѣ, т.-е. адиабатически; но все же такой процессъ необратимъ, если разсматривать состояніе воздуха послѣ того, какъ давленія въ обоихъ сосудахъ сравняются.

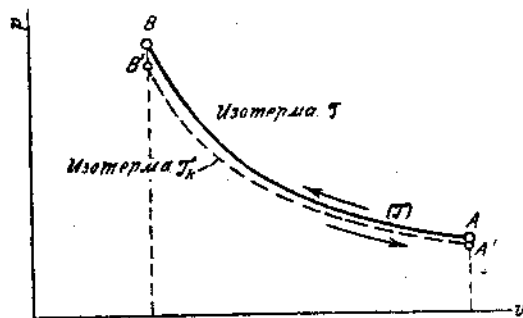
Послѣ того какъ воздухъ придетъ въ равновѣсіе, вся кинетическая энергія, развившаяся во время перетеканія, превратится въ тепло, благодаря тренію, вихрямъ и ударамъ. Этого тепла въ точности достаточно, чтобы нагрѣть сильно охлажденный во время теченія воздухъ опять до начальной температуры (ср. отд. 51, торможеніе). Такимъ образомъ, въ концѣ процесса воздухъ имѣетъ ту же температуру, т.-е. ту же внутреннюю энергію, какъ и въ началѣ. Но перевести обратно этотъ воздухъ въ начальное состояніе невозможно безъ добавочной затраты работы, не говоря уже о томъ, что обратный путь совершенно невозможно совершить черезъ тѣ же самыя промежуточные состоянія. Слѣдовательно, хотя здѣсь и нѣтъ потерь энергіи, но располагаемая энергія воздуха уменьшилась: энергія воздуха обезцѣнилась. — Всѣ процессы въ дѣйствительныхъ машинахъ соединены болѣе или менѣе съ подобными потерями, и поэтому необратимы.

2. Измѣненія состоянія съ сообщеніемъ и отнятіемъ тепла, но безъ потерь на треніе. Всѣ подобныя измѣненія состоянія обратимы лишь при томъ условіи, что въ каждый моментъ сообщенія или отнятія тепла температура газа или пара совпадаетъ съ соответственными температурами верхняго и нижняго источниковъ.

Простѣйшій случай есть

изотермическое измѣненіе состоянія газа. Здѣсь вся работа сжатія обращается въ тепло, которое должно полностью перейти въ охлаждающую воду; при расширеніи, наоборотъ, верхній источникъ долженъ сообщить газу тепло, эквивалентное работѣ расширенія.

Пусть во время сжатія AB , фиг. 116, температура газа въ любой моментъ равна температурѣ охлаждающей воды; это возможно лишь при очень медленномъ сжатіи, большой поверхности охлажденія и неограниченномъ количествѣ охлаждающей воды. Если слѣдующее затѣмъ расширеніе BA происходитъ при подобныхъ же условіяхъ, то все



Фиг. 116.

тепло, перешедшее при сжатіи въ охлаждающую воду, перейдетъ изъ нея обратно въ газъ. Расширеніе здѣсь протекаетъ черезъ тѣ же промежуточные состоянія, какъ и сжатіе. Измѣненіе состоянія обратимое.

Теперь представимъ себѣ, что температура газа во время изотермическаго сжатія выше, хотя бы и чуть-чуть, температуры охлаждающей воды, что напр. всегда имѣетъ мѣсто въ быстро протекающихъ процессахъ нашихъ машинъ. Тогда, при томъ же паденіи давленія будетъ отнято столько же тепла, какъ и раньше, но это тепло появится уже при болѣе низкой температурѣ охлаждающей воды. Чтобы процессъ былъ обратимымъ, это тепло при слѣдующемъ затѣмъ расширеніи должно опять перейти къ газу; но это уже невозможно, такъ какъ температура газа выше температуры воды. Обратный путь возможно и здѣсь совершить по изотермѣ, но уже при болѣе низкой температурѣ газа, чѣмъ на прямомъ пути, а именно, самое большее при температурѣ T_2 охлаждающей воды. Такимъ образомъ, этотъ процессъ является необратимымъ, такъ какъ обратный путь, въ самомъ благоприятномъ случаѣ, совершается по изотермѣ $B'A'$, лежащей ниже AB . Работа расширенія, получаемая на обратномъ пути между тѣми же объемами, меньше затраченной работы сжатія. Хотя изъ тепла, возникающаго на прямомъ пути, если разсматривать охлаждающую воду и газъ какъ одно цѣлое, ничего не потеряно, но оно уже болѣе низкой температуры и, вслѣдствіе этого, представляетъ меньшую механическую цѣнность. Таковъ напр. очень важный для практики случай испаренія воды при постоянной температурѣ, имѣющей мѣсто въ паровыхъ котлахъ. Если даже все тепло, развившееся въ топкѣ, полностью перешло къ пару, все же оно имѣетъ уже значительно меньшую механическую цѣнность, въ виду довольно сильнаго паденія температуры (ср. отд. 74 и фиг. 109).

Такимъ образомъ, названіе „необратимый“ присваиваютъ процессамъ, связаннымъ съ какими бы то ни было потерями тепла, работы или располагаемой энергіи. Кромѣ упомянутыхъ источниковъ потерь сюда же относятся непосредственные потери тепла черезъ теплопроводность и лученосканіе (разсѣянiе тепла).

78. Энтропія и энтропійная діаграмма при необратимыхъ измѣненіяхъ состоянія.

1. Измѣненія состоянія съ паденіемъ температуры. Къ такимъ измѣненіямъ состоянія, которыя необратимы лишь вслѣдствіе разницы температуръ между источниками тепла и рабочимъ тѣломъ, энтропійная діаграмма можетъ быть примѣнена безъ всякихъ поправокъ, ибо измѣненіе энтропій тѣла зависитъ только отъ количества сообщеннаго и отнятаго тепла и температуры тѣла (отд. 72). Для состоянія тѣла, какъ таковаго, совершенно безразлично, что происходитъ съ тепломъ, которое покинуло тѣло, или еще не вошло въ него.

Наоборотъ, для всей системы тѣла, т.-е. обоихъ источниковъ тепла и рабочаго тѣла, энтропія въ случаѣ подобныхъ необратимыхъ процессовъ будетъ имѣть уже иную величину, чѣмъ при обратимыхъ. Такъ, при изотермическомъ обратимомъ сжатіи (отд. 77, 2) энтропія газа уменьшается на $\frac{Q}{T}$, энтропія охлаждающей воды одновременно увеличивается на $\frac{Q}{T}$, такъ что общее измѣненіе энтропіи системы равно $\frac{Q}{T} - \frac{Q}{T} = 0$. При необратимомъ же изотермическомъ сжатіи энтропія газа уменьшается на $\frac{Q}{T}$, а энтропія охлаждающей воды увеличивается на $\frac{Q}{T_k}$. Такъ какъ $T_k < T$, то величина $\frac{Q}{T_k} - \frac{Q}{T}$, на которую измѣняется энтропія системы, всегда положительна. Такимъ образомъ, при измѣненіяхъ состоянія съ паденіемъ температуры энтропія системы увеличивается. Это возрастаніе энтропіи характерно для уменьшенія механической цѣнности содержащейся въ системѣ энергіи, ея частичнаго обезцѣненія, благодаря необратимости части процесса (ср. также отд. 74).

2. Измѣненія состоянія съ внутреннимъ выдѣленіемъ тепла, благодаря сопротивленіямъ. Совершенно другія соотношенія получаются, если во время измѣненій состоянія рабочаго тѣла въ немъ самомъ развивается тепло, благодаря потерѣ части кинетической энергіи (вихри, удары, треніе). Здѣсь къ отнятію или сообщенію тепла извнѣ присоединяется еще внутреннее сообщеніе тепла dQ_w (теплота тренія). Измѣненіе энтропіи теперь уже не можетъ быть написано въ видѣ $\frac{dQ}{T}$, а, такъ какъ сообщенное тепло теперь равно $dQ + dQ_w$, то

$$dS = \frac{dQ + dQ_w}{T}$$

При адиабатическихъ процессахъ, вслѣдствіе $dQ = 0$, измѣненіе энтропіи

$$dS = \frac{dQ_w}{T}$$

Такъ какъ dQ_w представляетъ всегда сообщеніе тепла, то dS всегда положительно. Слѣдовательно, при необратимомъ адиабатическомъ измѣненіи состоянія всегда имѣетъ мѣсто увеличеніе энтропіи тѣла. Изъ энтропійными (съ постоянной энтропіей) являются лишь обратимыя адиабатическія измѣненія.

Пусть напр. въ описанномъ выше процессѣ перетеканія воздуха въ безвоздушное пространство (отд. 77), послѣ окончательнаго уравненія давленій, давленіе воздуха бу-

доть p' вмѣсто начального p_0 . Согласно отд. 51 (торможение) между давленіями и объемами существуетъ зависимость

$$p'v' = p_0v_0, \text{ или } \frac{p'}{p_0} = \frac{v_0}{v'}.$$

Слѣдовательно, на основаніи общаго выраженія энтропіи газовъ, (стр. 91) приращеніе энтропіи воздуха

$$S' - S_0 = c_v \ln \frac{p'}{p_0} + c_p \ln \frac{p_0}{p'} = (c_p - c_v) \ln \frac{p_0}{p'}.$$

Такъ какъ $p_0 > p'$, эта величина всегда положительна; энтропія увеличилась. Кинетическая энергія, обратившаяся въ тепло, не давшее въ результатъ повышенія температуры, въ виду

$$S' - S_0 = \frac{Q_w}{T},$$

равна

$$Q_w = (c_p - c_v) T \ln \frac{p_0}{p'} = Ap_0v_0 \ln \frac{p_0}{p'},$$

т.-е. эквивалентная работѣ изотермическаго расширенія.

Пусть дѣйствительное необратимое измѣненіе состоянія изображается въ pv діаграммѣ кривой AB , фиг. 66; тогда соотвѣтствующую кривую A_1B_1 , фиг. 67, въ энтропійной діаграммѣ можно получить прямо посредствомъ извѣстныхъ уже формулъ для энтропіи тѣла, ибо значеніе энтропіи тѣла зависитъ единственно отъ состоянія тѣла въ данный моментъ, независимо отъ того, какимъ образомъ тѣло его достигло.

Но въ этой TS діаграммѣ, согласно предыдущему, площадь между A_1B_1 и осью абсциссъ уже не выражаетъ только количество тепла, извнѣ сообщенное или отнятое у тѣла; какъ это было при обратимыхъ процессахъ, но еще и

- а) при адиабатическомъ измѣненіи развиваемую внутри теплоту сопротивленій Q_w ,
- в) при произвольномъ, не адиабатическомъ, измѣненіи состоянія — алгебраическую сумму отнятаго или сообщеннаго извнѣ тепла $\pm Q$ и выдѣлившейся внутри теплоты сопротивленій Q_w .

Такимъ образомъ, площадь $A_1B_1E_1F_1$, фиг. 67, равна

$$F = Q_w \pm Q.$$

Если W есть работа сопротивленій въ механическихъ единицахъ, то

$$F = \frac{W}{427} \pm Q.$$

Если напр. Q извѣстно изъ измѣреній, то W можно опредѣлить изъ діаграммы; наоборотъ, если W неизвѣстно, то Q невозможно получить изъ діаграммы, какъ въ случаѣ обратимыхъ процессовъ.

Относительно примѣненія этихъ соображеній къ паровымъ турбинамъ ср. отд. 49, къ турбокомпрессорамъ—*Z. d. V. d. J.* 1907, стр. 1669.

Принимая во вниманіе измѣненіе энтропіи благодаря внутреннимъ сопротивленіямъ, второй принципъ для необратимыхъ процессовъ нельзя уже написать въ видѣ

$$dQ = TdS \text{ (отд. 72).}$$

Для этого случая слѣдуетъ писать

$$dQ + dQ_w = TdS,$$

слѣдовательно,

$$dQ < TdS.$$

Точно также и въ случаѣ примѣненія энтропійныхъ діаграммъ къ процессамъ въ поршневыхъ машинахъ принципиально неправильно полагать, будто діаграмма даетъ сообщаемыя или отнимаемыя количества тепла, (включая сюда и тепло прошедшее черезъ стѣнки), только въ тѣхъ случаяхъ, когда не имѣется нарушеній равновѣсія рабочаго тѣла, вызывающихъ внутреннее выдѣленіе тепла. Наоборотъ, количества тепла (AW), соответствующія послѣднимъ процессамъ, несомнѣнно имѣются въ TS діаграммѣ, вмѣстѣ съ остальными. Подобныя нарушенія равновѣсія имѣютъ мѣсто въ большей или меньшей степени, въ каждой машинѣ, но ярче всего, пожалуй, сказываются они въ газовыхъ двигателяхъ во время процесса сгорания.

П р и л о ж е н и е.

Насыщенный водяной парь отъ 0,02 до 20 кг/см² abs. Таб. I.

Давленіе at abs. (kg/cm ²)	Темпе- ратура °C	Теплота жидкости Cal/kg	Теплота испаренія	Полная теплота $q+r=$	Внутренняя теплота испаренія	Удельный объем cbm/kg	Удельный вѣсъ kg/cbm
p	t	q	r	λ	r	v_s	γ_s
0,02	17,3	17,3	585,5	602,9	585,6	68,126	0,01468
0,04	28,8	28,8	579,4	608,3	546,3	35,387	0,02826
0,06	36,0	36,0	575,6	611,6	541,7	24,140	0,04142
0,08	41,3	41,4	572,7	614,1	538,2	18,408	0,05432
0,10	45,6	45,7	570,4	616,0	535,4	14,920	0,06703
0,12	49,2	49,3	568,4	617,7	533,1	12,568	0,07956
0,15	53,7	53,8	565,9	619,7	530,1	10,190	0,09814
0,20	59,8	59,9	562,6	622,4	526,1	7,777	0,12858
0,25	64,6	64,8	559,8	624,6	522,9	6,307	0,1586
0,30	68,7	68,9	557,5	626,4	520,2	5,316	0,1881
0,35	72,3	72,5	555,5	628,0	517,8	4,600	0,2174
0,40	75,5	75,7	553,7	629,4	515,6	4,060	0,2463
0,50	80,9	81,2	550,5	631,7	512,0	3,2940	0,3036
0,60	85,5	85,8	547,8	633,7	508,8	2,7770	0,3601
0,70	89,5	89,9	545,5	635,3	506,1	2,4040	0,4160
0,80	93,0	93,5	543,3	636,8	503,6	2,1216	0,4713
0,90	96,2	96,7	541,4	638,1	501,4	1,9003	0,5262
1,0	99,1	99,6	539,7	639,3	499,4	1,7220	0,5807
1,1	101,8	102,3	538,1	640,7	497,5	1,5751	0,6349
1,2	104,2	104,8	536,5	641,3	495,7	1,4521	0,6887
1,4	108,7	109,4	533,7	643,1	492,6	1,2571	0,7955
1,6	112,7	113,4	531,2	644,7	489,7	1,1096	0,9013
1,8	116,3	117,1	528,9	646,0	487,1	0,9939	1,0062
2,0	119,6	120,4	526,8	647,2	484,7	0,9006	1,1104
2,5	126,7	127,7	522,2	649,9	479,4	0,7310	1,3680
3,0	132,8	133,9	518,1	652,0	474,9	0,6163	1,6224
3,5	138,1	139,4	514,5	653,8	470,8	0,5335	1,8743
4,0	142,8	144,2	511,2	655,4	467,2	0,4708	2,1239
4,5	147,1	148,6	508,2	656,8	463,9	0,4217	2,3716
5,0	151,0	152,6	505,5	658,1	460,8	0,3820	2,6177
5,5	154,6	156,3	502,9	659,2	458,0	0,3494	2,8624
6,0	157,9	159,8	500,4	660,2	455,3	0,3220	3,1058
6,5	161,1	163,0	498,1	661,1	452,8	0,2987	3,3481
7,0	164,0	166,1	495,9	662,0	450,4	0,2786	3,5891
7,5	166,8	168,9	493,9	662,8	448,2	0,2611	3,8294
8,0	169,5	171,7	491,8	663,5	446,0	0,2458	4,0683
8,5	172,0	174,3	489,9	664,2	443,9	0,2322	4,3072
9,0	174,4	176,8	488,1	664,9	441,9	0,2200	4,5448
9,5	176,7	179,2	486,3	665,5	440,0	0,2091	4,7819
10,0	178,9	181,5	484,6	666,1	438,2	0,1993	5,016
11,0	183,1	185,8	481,3	667,1	434,6	0,1822	5,489
12,0	186,9	189,9	478,2	668,1	431,3	0,1678	5,960
13,0	190,6	193,7	475,3	668,9	428,2	0,15565	6,425
14,0	194,0	197,3	472,5	669,7	425,2	0,14515	6,889
15,0	197,2	200,7	469,8	670,5	422,4	0,13601	7,352
16,0	200,3	203,9	467,3	671,2	419,7	0,12797	7,814
18,0	206,1	210,0	462,4	672,4	414,6	0,11450	8,734
20,0	211,3	215,5	457,9	673,4	409,8	0,10365	9,648

Составлено по R. Mollier; Neue Tabellen und Diagramme für Wasserdampf.

Насыщенный водяной парь от 0° до 200°.

Таб. II

Температура °C	Давление at abs. (kg/cm ²)	Теплота жидкости Cal/kg	Теплота испарения	Полная теплота пара	Внутренняя теплота испарения	Удельный объем cbm/kg	Удельная весе. kg/cbm
<i>t</i>	<i>p</i>	<i>q</i>	<i>r</i>	<i>λ</i>	<i>ρ</i>	<i>v_g</i>	<i>w_g</i>
0°	0,0063	0	594,7	594,7	584,7	204,97	0,00488
5	0,0089	5,0	592,1	597,1	581,5	146,93	0,00681
10	0,0125	10,0	589,4	599,4	558,3	106,62	0,00938
15	0,0173	15,0	586,8	601,8	555,1	78,23	0,01278
20	0,0236	20,0	584,1	604,1	551,9	58,15	0,01720
25	0,0320	25,0	581,5	606,5	548,7	43,667	0,02290
30	0,0429	30,0	578,8	608,8	545,5	33,132	0,03018
35	0,0569	35,0	576,1	611,1	542,3	25,393	0,03938
40	0,0747	40,1	573,4	613,5	539,1	19,650	0,05089
45	0,0971	45,1	570,7	615,8	535,8	15,346	0,06516
50	0,125	50,1	567,9	618,0	532,5	12,091	0,08271
55	0,160	55,1	565,2	620,3	529,3	9,607	0,10409
60	0,202	60,1	562,4	622,6	526,0	7,695	0,12995
65	0,254	65,2	559,6	624,8	522,7	6,211	0,16100
70	0,317	70,2	556,8	627,0	519,3	5,050	0,19800
75	0,392	75,3	553,9	629,2	516,0	4,1333	0,2418
80	0,482	80,3	551,0	631,3	512,6	3,4085	0,2934
85	0,589	85,3	548,1	633,5	509,3	2,8272	0,3537
90	0,714	90,4	545,2	635,6	505,7	2,3592	0,4239
95	0,862	95,5	542,2	637,6	502,2	1,9797	0,5051
100	1,033	100,5	539,1	639,7	498,7	1,6702	0,5987
105	1,232	105,6	536,1	641,7	495,2	1,4186	0,7059
110	1,462	110,7	532,9	643,6	491,6	1,2073	0,8283
115	1,726	115,8	529,8	645,5	488,0	1,0339	0,9673
120	2,027	120,9	526,6	647,4	484,4	0,8894	1,1243
125	2,371	126,0	523,3	649,2	480,7	0,7681	1,3018
130	2,760	131,1	520,0	651,0	477,0	0,6664	1,5095
135	3,200	136,2	516,6	652,8	473,2	0,5800	1,7241
140	3,695	141,3	513,2	654,5	469,4	0,5071	1,9719
145	4,248	146,4	509,7	656,1	465,5	0,4450	2,2471
150	4,868	151,6	506,2	657,8	461,6	0,3917	2,553
155	5,557	156,7	502,6	659,3	457,7	0,3460	2,890
160	6,323	161,9	498,9	660,8	453,7	0,3065	3,262
165	7,170	167,1	495,2	662,3	449,6	0,2724	3,671
170	8,104	172,2	491,4	663,7	445,5	0,2429	4,117
175	9,131	177,4	487,6	665,0	441,4	0,2171	4,607
180	10,258	182,6	483,7	666,3	437,2	0,1945	5,140
185	11,491	187,9	479,8	667,6	433,0	0,1748	5,720
190	12,835	193,1	475,7	668,8	428,7	0,1575	6,348
195	14,300	198,3	471,7	670,0	424,4	0,1423	7,028
200	15,890	203,6	467,5	671,1	420,0	0,1288	7,703

Насыщенный водяной парь отъ —20° до +49°

Таб. III.

Темпера- тура °C	Давление mm Hg	Удельный объем cbm/kg	Удельный вѣсъ g/cbm	Теплота- испарения Cal/kg	Темпера- тура °C	Давление mm Hg	Удельный объем cbm/kg	Удельный объем g/cbm	Теплота испарения Cal/kg
<i>t</i>	<i>p</i>	<i>v</i>	<i>γ</i>	<i>r</i>	<i>t</i>	<i>p</i>	<i>v</i>	<i>γ</i>	<i>r</i>
—20	0,960	995	1,00	620,4	+20	17,41	58,7	17,04	592,6
—19	1,044	920	1,09		+21	18,50	55,0	18,18	(584,1)
—18	1,135	848	1,18		+22	19,66	52,0	19,23	
—17	1,233	782	1,28		+23	20,88	49,2	20,32	
—16	1,338	722	1,38		+24	22,18	46,5	21,50	
—15	1,451	667	1,50	616,9	+25	23,55	44,0	22,73	589,1
—14	1,573	615	1,63		+26	24,99	41,5	24,10	(581,5)
—13	1,705	568	1,76		+27	26,50	39,2	25,51	
—12	1,846	526	1,90		+28	28,10	37,0	27,03	
—11	1,997	486	2,06		+29	29,78	35,0	28,57	
—10	2,159	451	2,22	613,4	+30	31,55	33,2	30,12	585,6
—9	2,335	418	2,39		+31	33,42	31,5	31,75	(578,3)
—8	2,521	388	2,58		+32	35,37	30,0	33,33	
—7	2,722	359	2,78		+33	37,43	28,0	35,71	
—6	2,937	332	3,01		+34	39,59	26,6	37,59	
—5	3,167	307	3,28	610,0	+35	41,85	25,4	39,37	582,1
—4	3,413	282	3,55		+36	44,23	24,1	41,49	(578,1)
—3	3,677	262	3,82		+37	46,73	22,8	43,86	
—2	3,958	244	4,10		+38	49,35	21,6	46,30	
—1	4,258	227	4,40		+39	52,09	20,5	48,78	
0	4,579	211	4,74	606,5	+40	54,97	19,5	51,28	578,6
+1	4,921	198	5,05	(594,7)	+41	57,98	18,6	53,76	(573,4)
+2	5,286	185	5,41		+42	61,13	17,6	56,81	
+3	5,675	172	5,81		+43	64,43	16,8	59,52	
+4	6,088	161	6,21		+44	67,89	16,0	62,50	
+5	6,528	150	6,67	603,0	+45	71,50	15,2	65,79	575,1
+6	6,997	141	7,09	(592,1)	+46	75,28	14,5	68,96	(570,7)
+7	7,494	132	7,58		+47	79,23	13,8	72,46	
+8	8,023	123	8,13		+48	83,36	13,1	76,33	
+9	8,584	116	8,62		+49	87,67	12,5	80,00	
+10	9,179	109	9,17	599,5					
+11	9,810	102	9,80	(589,4)					
+12	10,48	95,5	10,47						
+13	11,19	89,5	11,17						
+14	11,94	84,2	11,88						
+15	12,73	79,4	12,59	596,1					
+16	13,56	75,0	13,33	(586,3)					
+17	14,45	70,9	14,10						
+18	15,38	66,6	15,01						
+19	16,37	62,5	16,00						

p по Scheel изъ Phys. Chem. Tabellen
Landolt und Börnstein.

γ и *v* по Пейнеру (интерполяция автора).

r по Пейнеру; въ скобкахъ по Молье.

Насыщенный парь амміака (NH_3)

Таб. IV

Температура °C t	Давление kg/qcm abs p	Теплота жидкости Cal/kg q	Теплота испарения r	Удельный объем cbm/kg ($\gamma = 0,0016$) v_s	Удельный вѣсъ kg/cbm γ
—40	0,7187	—33,36	332,7	1,607	0,622
—35	0,9302	—29,48	331,8	1,257	0,796
—30	1,1890	—25,51	330,6	0,993	1,002
—25	1,5085	—21,47	329,1	0,800	1,250
—20	1,9004	—17,34	327,2	0,646	1,548
—15	2,3670	—13,13	324,9	0,525	1,905
—10	2,923	—8,83	322,3	0,432	2,315
—5	3,579	—4,47	319,4	0,358	2,793
0	4,348	0	316,1	0,298	3,356
+5	5,241	+4,54	312,5	0,250	4,000
+10	6,271	+9,17	308,6	0,211	4,739
+15	7,451	+13,87	304,4	0,180	5,555
+20	8,792	+18,66	299,9	0,154	6,493
+25	10,308	+23,53	296,0	0,132	7,576
+30	12,009	+28,49	289,7	0,114	8,772
+35	13,906	+33,52	284,0	0,099	10,10
+40	16,011	+38,64	278,0	0,087	11,49

Насыщенный парь стрнистаго ангидрида (SO_2)

Таб. V

Температура °C t	Давление kg/qcm abs p	Теплота жидкости Cal/kg q	Теплота испарения r	Удельный объем cbm/kg ($\gamma = 0,0007$) v_s	Удельный вѣсъ kg/cbm γ
—40	0,222	—11,94	96,00	1,3052	0,766
—35	0,297	—10,55	96,08	1,0124	0,988
—30	0,391	—9,31	95,89	0,7941	1,259
—25	0,508	—7,88	95,59	0,6289	1,590
—20	0,652	—6,20	95,00	0,5026	1,990
—15	0,826	—4,70	94,30	0,4049	2,470
—10	1,037	—3,16	93,44	0,3287	3,042
—5	1,287	—1,60	92,40	0,2687	3,722
0	1,584	0	91,20	0,2211	4,525
+5	1,932	+1,62	89,83	0,1829	5,467
+10	2,338	+3,25	88,29	0,1521	6,575
+15	2,807	+4,96	86,58	0,1272	7,862
+20	3,347	+6,65	84,70	0,1068	9,363
+25	3,964	+8,42	82,65	0,0902	11,086
+30	4,666	+10,19	80,44	0,0762	13,123
+35	5,458	+11,99	78,05	0,0647	15,456
+40	6,349	+13,82	75,50	0,0552	18,116
+50	8,455	+17,70	69,89	0,0401	24,94
+60	11,066	+21,35	63,60	0,0291	34,36

Насыщенный парь углекислоты (CO₂).

Таб. VI.

По Амага (Amagat) и Молье.

Темпера- тура °C	Давление kg/cm ² abs	Теплота жидкости Cal/kg	Теплота испарения	Удельный объем жидкости cbm/kg	Удельный объем пара cbm/kg	Удельный весь жидкости kg/cbm	Удельный весь пара kg/cbm
<i>t</i>	<i>p</i>	<i>q</i>	<i>r</i>	<i>v</i>	<i>v_g</i>		<i>γ_s</i>
-30	15,0	-13,78	70,40	0,00097	0,0270	1081	37,04
-25	17,5	-11,70	68,47	0,00098	0,0229	1020	43,87
-20	20,3	- 9,55	66,36	0,00100	0,0195	1000	51,28
-15	23,5	- 7,32	64,03	0,00102	0,0167	980,4	59,88
-10	27,1	- 5,00	61,47	0,00104	0,0143	961,5	69,93
- 5	31,0	- 2,57	58,63	0,00107	0,0122	934,6	81,97
0	35,4	0,00	55,45	0,00110	0,0104	909,1	96,15
+ 5	40,3	+ 2,74	51,86	0,00113	0,0089	884,9	112,4
+10	45,7	+ 5,71	47,74	0,00117	0,0075	854,7	133,3
+15	51,6	+ 9,01	42,89	0,00123	0,0063	818,0	158,7
+20	58,1	+12,82	36,93	0,00131	0,0052	763,3	171,6
+25	65,4	+17,57	28,98	0,00142	0,0042	704,2	238,1
+30	73,1	+25,25	15,00	0,00167	0,0030	598,8	333,3
+31	74,7	+28,67	8,40	0,00186	0,0026	537,6	384,6
+31,35	75,3	+32,91	0,00	0,00216	0,0022	463,0	463,0



Замѣченныя опечатки.

Страница.	Строка.	Напечатано.	Должно быть.
24	17 и 15 снизу	H	H ₂
"	8 снизу	$g(R)$	g_+
25	6 сверху	$g(R)$	g_+
39	5 "	постоянна.	одна и та же.
"	фиг. 9	(O ₂ , N ₂ , CO, CH ₄)	(O ₂ , N ₂ , CO, CH ₄ , воздухъ)
41	14 сверху	здѣсь,	здѣсь
43	12 "	m	m_1
48	въ последнемъ столбцѣ таблицы	H	H _a
50	7 сверху	5 kg/qcm	5 kg/qcm сверхдавл.
"	14 "	1,03	∞ 1,00
"	17 снизу	kg/qcm	kg/qcm
75	2 сверху	$\left(\frac{1}{2}\right)^{k-1}$	$\left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k-1}$
96	3 "	Эти точки лежать	Эта точка лежитъ
99	1 снизу	$\log \frac{p_0}{p}$	$\log \frac{p}{p_0}$
110	10 "	$ga'fb$	$ga'fb$
145	фиг. 50	273°	—273°
187	Табл. IV	(v_s) ₀ и (v_s) ₁	(v_s) ₀ и (v_s) ₁
188	12 сверху	12, 8, 5,	12, 8, 5, 1
190	17 снизу	O ₁	O'



Предисловіе автора

(для русскаго изданія).

Авторъ поставилъ себѣ цѣлью изложить въ простой и удобопонятной формѣ наиболѣе важныя для машиностроенія основы механики газовъ и паровъ и механической теории тепла въ тѣсной связи съ практическими вопросами тепловой техники. Пользованіе математическими методами было по возможности ограничено, такъ что даже читатель съ среднимъ образованіемъ едва ли встрѣтитъ какія-либо затрудненія.

Основными понятіями и символами дифференціального и интегрального исчисленія пришлось, конечно, пользоваться при разсмотрѣніи непрерывно измѣняющихся явленій.

Все же къ методамъ высшаго анализа авторъ прибѣгаетъ рѣдко. Съ другой стороны вмѣсто утомительныхъ „элементарныхъ“ аналитическихъ доказательствъ, почти всюду удобно пользоваться простыми геометрическими представленіями. Поэтому въ дальнѣйшемъ изложеніи авторъ предпочитаетъ графическіе методы чисто математическому языку знаковъ и формулъ.

Значительное мѣсто въ книгѣ отведено примѣрамъ, заимствованнымъ почти исключительно изъ техники.

Большинство фигуръ вычерчено съ соблюденіемъ масштаба. Обращено вниманіе на возможно рѣзкій оттискъ диаграммъ. Много чертежей можно использовать, какъ графическія таблицы. Разработаны по возможности новѣйшія опытыныя данныя.

Таковы напр., въ ученіи о газахъ опыты Лангена, которыми установлена степень возрастанія теплоемкости съ температурой (отд. 10).

Въ виду этихъ опытовъ, на ряду съ обычнымъ изложеніемъ адиабатическаго измѣненія состоянія, пригоднымъ для низкихъ температуръ или малыхъ паденій температуры, необходимъ особый разборъ адиабаты для большихъ разностей температуръ.

Послѣднее особенно важно для правильнаго построенія линій расширенія въ двигателяхъ внутренняго сгоранія; да и всѣ вообще