

5P1.1
Ж 73

КОЛЛЕКТИВНЫЙ ТРУД С УЧАСТИЕМ И ПОД РЕДАКЦИЕЙ
проф. Г. С. ЖИРИЦКОГО

11.1

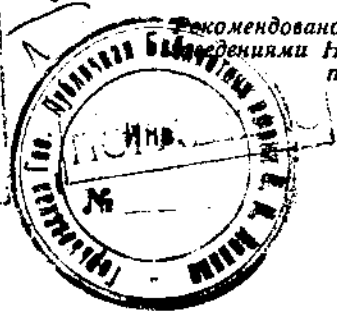
ПАРОВЫЕ ТУРБИНЫ

ВЫПУСК I

Г. С. ЖИРИЦКИЙ, И. Н. КИРСАНОВ, А. Г. ПИЧУГИН

ПОНЯТИЕ О ПАРОВОЙ ТУРБИНЕ
И ОБЩАЯ ТЕОРИЯ ТЕПЛОВОГО ПРОЦЕССА

Рекомендовано главным управлением учебными
заведениями НКТП СССР в качестве учебного
пособия для вузов



РЕСПУБЛИКАНСКАЯ
НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКАЯ
БИБЛИОТЕКА



ГОСУДАРСТВЕННОЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
МОСКВА 1934 ЛЕНИНГРАД

811282
5687
454324

АННОТАЦИЯ

Настоящая книга является первым выпуском коллективного труда, охватывающего теорию, расчет, конструкции, эксплуатацию, монтаж и испытание паровых турбин.

Этот труд создан в развитие и расширение известного курса проф. Жиряцкого „Паровые турбины“. К участию в переработке курса был привлечен ряд специалистов по турбинам в количестве 11 человек, разрабатывавших самостоятельные отделы книги. Выпуск следующих томов намечен на 1934/35 годы.

Книга предназначена в первую очередь служить учебником расширенного типа для вузов. Кроме того, она должна обслуживать интересы научных и инженерно-технических работников.

ЗАМЕЧЕННЫЕ ОПЕЧАТКИ

Стр.	Строка	Фиг.	Напечатано	Следует читать
34	—	19	U	u
63	11 снизу	—	заголовок „Комбинированная активно-реактивная турбина типа ББЦ“ должен быть перед строкою 17 снизу	
78	—	62	(абсцисса точки A_{1t})	v_1
83	14, 16, 17 и 26 снизу	—	устье	устьи
94	18 сверху	—	h_e	h_c
97	—	75	ρ_1 (второй размер слева)	ρ_k
100	10 сверху	—	$\left(\frac{f_1 G}{c}\right)$	$\left(\frac{f_1 G}{c}\right)^3$
101	4 и 5 сл.	—	Неясная греческая буква	ζ
150	6 сверху	—	$= av$	$c = av$
163	—	151	Линия mg в области перегретого пара должна быть не горизонтальной, а от точки g направленной по изобаре.	
166	—	152	G_{om}'''	G_{om}'''
168	3 сверху	—	(772—181,3	(772—181,3)
176	16 снизу	—	D_e	d_e
177	5 „	—	$\eta_c = \eta_e \eta_z$	$\eta_p = \eta_e \eta_z$
185	17 сверху	—	Σu_2	Σu^2
186	15 сверху	—	$\frac{D}{D_e}$	$\frac{D_x}{D_e}$
188	9 сверху	—	$\eta_e =$	η_{0e}
189	15 снизу	—		

$$\sqrt[3]{1 + \frac{0,3252[1,058 + 0,3(0,65 - \gamma)^2]}{\gamma^2}} - 1,043$$

напечатано: $\gamma_n =$ 0,133

$$\sqrt[3]{1 + \frac{0,3252[1,058 + 0,3(0,65 - \gamma)^2]}{\gamma^2}} - 1,043$$

след. читать: $\gamma_n =$ 0,133

203	13 снизу	—	c_{r1}^2	c_{1r}^2
-----	----------	---	------------	------------

Стр.	Строка	Фиг.	Напечатано	Следует читать
204	11 сверху	—	$\left(1 \cos \alpha_1 - \frac{u}{c_1}\right)$	$\left(\cos \alpha_1 - \frac{u}{c_1}\right)$
211	9	—	η_{oi}	η_{oi}'
218	1 снизу	—	$(\overline{A_o A_{1t}})$	$\overline{A_o A_{1t}}$
220	1 сверху	—	Эта строка должна быть набрана жирным шрифтом, как заголовок	
235	1—6 св.	—	Эти строки относятся к табл. 11 и должны быть помещены после нее мелким шрифтом	
239	3 сверху	—	h_a	h_a'
248	1 снизу	—	$c_{1u} + c_{2u}$	$c_{1u} \pm c_{2u}$
253	5 снизу	—	$\eta_{oi} = \eta_{oa} - \xi_{mb}$	$\eta_{oi} = \eta_{oa} - \xi_{mb}$
254	5 сверху	—	коэффициентов ψ	коэффициентов ψ)
257	15	—	$\frac{c_{1a}}{c_1}$	$\frac{c_{1a}}{c_{1a}'}$
259	—	213	ψ по В. В. С.	ψ_o по ВВС
259	—	213	$\frac{l_1}{l} k$	$\frac{l_1''}{l} k$
261	6 сверху	—	$\frac{u''}{c_1}$	$\frac{u}{c_1}$
271	12 снизу	—	тех нически	механическим
280	1	—	отрезок bc'	2 отрезок bc'
284	7 сверху	—	h_{mc}	h_{mb}
286	5	—	в точке A_2	в точке $A_2)$

Коллективный труд под ред. проф. Жирицкого „Паровые турбины“.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящая книга является первым выпуском коллективного труда „Паровые турбины“, охватывающего теорию, расчет, конструкции, эксплуатацию, монтаж и испытание паровых турбин.

Авторами этого труда являются: Н. И. Белов, В. П. Блюдов, Н. В. Дунаев, Г. С. Жирицкий, А. М. Казанский, И. Н. Кирсанов, С. М. Лосев, А. Г. Пичугин, А. И. Приббе, Б. П. Таранов, А. В. Щегляев, в большинстве принадлежащие к составу кафедры паровых двигателей Московского энергетического института.

Книга создана в развитие и расширение курса Г. С. Жирицкого „Паровые турбины“ тт. I и II (изд. 1930—1931 гг.).

Автор этого курса при его переработке для нового издания не счит возможным выполнить эту работу самостоятельно в связи с ограниченным временем и чрезвычайно разросшимся объемом дисциплины. К тому же было признано желательным ввести в состав книги такие разделы, как эксплуатация, монтаж и испытание паровых турбин, расчеты турбин на переменный режим работы, расчет регулирования (тепловой, кинематический и динамический).

В связи с изложенным к делу создания новой книги по паровым турбинам был привлечен обширный коллектив с участием и под общей редакцией автора этих строк и с максимальным использованием его вышеупомянутого курса.

Как указано выше, в предлагаемой книге сделана попытка систематизировать весь материал по паровым турбинам. Поэтому книга и предназначается в первую очередь как расширенного типа учебник (по программе-максимум) для специальных вузов. Учебник этот должен обслуживать не только теоретические (аудиторные) занятия, но и лабораторные упражнения, проектирование, производственную практику (за исключением турбостроительной).

В связи с тем, что большинство авторов принадлежит к составу Московского энергетического института, книга в первую очередь предназначена для тепловых специальностей энергетических вузов; однако в весьма большой степени она удовлетворит и программы машиностроительных институтов.

Само собой разумеется, что книга призвана обслуживать также инженерно-технический персонал наших промышленных предприятий, в первую очередь — электростанций и турбозаводов.

Объем книги, естественно, определяется ее целевой установкой. Стремление авторов дать в книге все сведения, которые потре-

буются, например, студенту при дипломном проектировании, привело к объему, значительно превышающему объем, необходимый при аудиторных занятиях в учебном заведении. В этом последнем случае книга должна быть использована с известными сокращениями, обусловленными программой данного института.

Весь труд состоит из следующих основных разделов: 1. Понятие о паровой турбине. 2. Преобразование энергии в соплах и на рабочих лопатках. 3. Потери в паровой турбине и ее к. п. д. 4. Одноступенчатая активная турбина. 5. Турбина со ступенями скорости. 6. Активные турбины со ступенями давления. 7. Реактивные турбины (в том числе турбина Юнгстрема). 8. Комбинированные турбины. 9. Турбины предельной мощности. 10. Тепловой режим турбины при изменении нагрузки. 11. Особенности расчета и конструкции турбины с промежуточным отбором и подводом пара. 12. Регулирование паровых турбин. 13. Конструкции и расчеты на прочность деталей паровых турбин. 14. Конденсация и турбинные установки. 15. Эксплуатация паровых турбин. 16. Монтаж паровых турбин. 17. Испытание паровых турбин.

Первая часть — понятие о паровой турбине — занимает значительный объем, хотя большая часть материала этого раздела излагается более углубленно в последующих главах.

Увеличение объема первой части оправдывается стремлением дать изучающему паровые турбины полное представление о турбине и ее деталях до прохождения теории теплового процесса. К тому же в большинстве специальных вузов курс паровых турбин растягивается на 2—3 семестра с прохождением между ними производственной практики; для подготовки к последней также необходимо дать всесторонние сведения о турбине хотя бы описательного характера.

Хотя книга предназначается для лиц, знающих термодинамику, вторая часть начинается с рассмотрения процессов истечения пара и вывода соответствующих формул. Мы считаем это необходимым для освежения в памяти основных законов истечения пара, на которых построена вся теория теплового процесса турбины. Само собой разумеется, при проработке курса паровых турбин в вузе выводы формул, относящиеся к теории истечения, могут быть опущены и лишь рекомендованы студентам для самостоятельного просмотра.

Современная паровая турбина лишь условно может быть отнесена к классу активных или реактивных турбин. Поэтому с научно-методологической точки зрения было бы правильнее при построении книги не отделять резко теорию активных ступеней от теории реактивных, конструкции активных турбин — от конструкции реактивных. С этой точки зрения вполне целесообразно построение, принятое, например, проф. Flügel'ем в его прекрасной книге „Die Dampfturbinen. Ihre Berechnung und Konstruktion“, Leipzig, 1931. Flügel рассматривает лопаточный аппарат (сопла и лопатки) в целом с любой степенью реактивности (от 0 до 100%). Теория теплового процесса и расчет турбины также даются для произвольного типа. Конструкции турбин всех типов выделены в один общий отдел.

Для книги, призванной в первую очередь служить учебником,

мы сочли такое расположение материала нерациональным. Сложные теоретические выводы (например, определение наивыгоднейшего $\frac{n}{c_1}$ для различных типов турбин) без непосредственного немедленного приложения их к практическим расчетам и конструированию турбины становятся отвлеченными, и студент видит в них в большей степени математические преобразования, чем факторы, определяющие конструкцию турбины.

Поэтому мы решили сохранить порядок изложения, принятый в вышецитированном курсе автора: каждый элементарный тип турбины рассматривается отдельно, причем за теоретическими выводами непосредственно следуют примерные расчеты и конструкции данного типа турбин.

Турбины с противодавлением и турбины высокого давления не выделяются в особые главы, как это принято в большинстве других курсов,

Тепловой процесс и методика теплового расчета этих турбин ничем не отличаются от других турбин с одинаковым расходом пара через все ступени (т. е. турбин без промежуточного отбора и подвода пара). Поэтому и турбины с противодавлением и турбины высокого давления фигурируют почти в каждом из разделов книги в зависимости от того, из каких элементов данная турбина составлена.

Отдел регулирования обнимает собой все турбины как конденсационные, так и теплофикационные и других специальных типов.

В соответствии с задачами советского энергохозяйства в книге сделан упор на турбины теплофикационные и турбины большой мощности.

Турбинам наших заводов отведено в книге почетное место. Однако описано большое количество конструкций и зарубежных фирм, в особенности тех, которые установлены на наших станциях. Мы полагаем, что детальное ознакомление с этими конструкциями наших инженеров и техников будет способствовать быстрой разработке новых советских конструкций турбин.

Методика изложения принята в соответствии с назначением книги — выводы формул даны со всеми подробностями, теоретические положения детально разработаны и обильно иллюстрированы числовыми примерами.

В приложении к книге даны: *is*-диаграмма, и несколько номограмм по наиболее сложным расчетным формулам. Номограммы эти разработаны Номографическим бюро ОНТИ.

Настоящий выпуск включает в себе две первых части книги и обнимает понятие о паровой турбине и общую теорию теплового процесса турбины (одной ступени давления).

Часть первая (гл. I и II) (понятие о паровой турбине) написана А. Г. Пичугиным, гл. III, IV и V (преобразование энергии в соплах и на рабочих лопатках, потери в паровой турбине и к. п. д., одноступенчатая активная турбина) — Г. С. Жирицким, гл. VI (турбины со ступенями скорости) — И. Н. Кирсановым.

Проф. Г. Жирицкий

Москва, июль 1933 г.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	Стр. 3
Список условных обозначений	8

ЧАСТЬ I

Понятие о паровой турбине

Глава I. Основные понятия

§	1. Одноступенчатая (элементарная) паровая турбина	11
§	2. Паровые турбины с активными ступенями скорости и давления	16
§	3. Реактивные турбины	22
§	4. Комбинированные паровые турбины	29

Глава II. Основы конструкции паровых турбин

§	5. Ротор паровой турбины	32
	Рабочие лопатки. Рабочие колеса (диски) и барабаны. Муфты	
§	6. Статор паровой турбины	39
	Корпус. Сопла. Уплотнения. Масляная система. Подшипники	
§	7. Регулирование паровых турбин	52
	Дроссельное регулирование. Сопловое регулирование. Скоростной выключатель	
§	8. Конструкции паровых турбин	58
	Активная однодисковая турбина с двумя ступенями скорости типа АЕГ. Активная турбина со ступенями давления типа Вумаг. Активная комбинированная турбина типа АЕГ ленинградского завода „Красный путилец“. Комбинированная активно-реактивная турбина типа АЕГ. Комбинированная активно-реактивная турбина типа ББЦ	
§	9. Конденсация паровых турбин и использование отработавшего пара	65
§	10. Классификация паровых турбин	70

ЧАСТЬ II

Общая теория теплового процесса паровой турбины

Глава III. Преобразование энергии в соплах и на рабочих лопатках

§	11. Элементарная теория истечения пара	73
§	12. Критическое отношение давлений пара	76
§	13. Выбор профиля сопла в зависимости от отношения давлений p_1/p_0	82
§	14. Действительный процесс истечения пара и расчет сопел	85
§	15. Расширение пара в сопле при условиях, отличающихся от расчетных	96
§	16. η^2 -метод расчета сопел	98
§	17. Причины, вызывающие потери в сопле, и опытное исследование их	103
§	18. Расширение пара в косом срезе сопел	111
§	19. Переохлаждение пара при расширении	120
§	20. Преобразование энергии на рабочих лопатках	122
§	21. Причины, вызывающие потери на рабочих лопатках	125

	Стр.
22. Экспериментальные исследования потерь в рабочих лопатках	130
23. Определение высоты рабочей лопатки	139
24. Влияние влажности пара на к. п. д. турбины	140
Глава IV. Потери в паровой турбине и коэффициенты полезного действия	
25. Перечень потерь в паровой турбине	142
26. Выходная потеря	143
27. Потеря вентиляционная и на трение диска в паре	144
28. Потери на утечку пара	148
29. Потеря давления при впуске и при выпуске пара и лучеиспускание	157
30. Механические потери	159
31. Идеальные циклы турбинных установок	160
1. Цикл Рэнкина. 2. Цикл с промежуточным перегревом пара. 3. Регенеративный цикл	164
32. Мощность коэффициенты полезного действия паровых турбин	170
33. Практические данные о коэффициентах полезного действия и о расходе пара	180
1. Коэффициент полезного действия генератора. 2. Механический к. п. д. турбины. 3. Относительно-эффективный к. п. д. 4. Эффективный к. п. д.	
34. Термодинамические основы выбора начального давления и температуры пара	194
Глава V. Одноступенчатая активная турбина	
35. Характеристика турбины и изображение теплового процесса на <i>is</i> -диаграмме	200
36. Работа и к. п. д. турбинного венца	202
37. Относительно-внутренний к. п. д. и определение наивыгоднейшего $\frac{u}{c_1}$	
38. Порядок теплового расчета одноступенчатой активной турбины (или активной ступени вообще)	212
39. Пример расчета одноступенчатой активной турбины	219
40. Конструкции одноступенчатых активных турбин	228
1. Турбина Лаваля. 2. Форшальт-турбина Рато. 3. Турбина Маффей	
Глава VI. Турбина со ступенями скорости	
41. Общая характеристика	238
42. Изображение теплового процесса в <i>is</i> -диаграмме	238
43. Изменение скорости пара при проходе через турбину и скоростные диаграммы	241
44. Работа на венце диска Кертиса	245
45. Коэффициент отдачи на венце	248
46. Относительно-внутренний к. п. д.	253
47. Исследование диска Кертиса	254
48. Методика расчета турбин со ступенями скорости	263
49. Пример расчета однодисковой турбины со ступенями скорости	272
1. Выбор отношения $\frac{u}{c_1}$. 2. Треугольники скоростей. 3. Коэффициенты полезного действия и расход пара. 4. Расчет проточной части.	
50. Конструкции турбин со ступенями скорости	286
1. Турбины завода Маффей. 2. Турбины фирмы АЕГ. 3. Мелкие турбины фирмы Кунерт. 4. Радиальная турбина Электра.	
Приложения	302

УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ¹

- A — термический эквивалент работы $= \frac{1}{427}$.
 B — барометрическое давление в мм рт. ст. (в некоторых случаях коэффициент).
 D — расход пара турбиной в кг/час.
 G — расход пара турбиной в кг/сек.
 $G_{от}$ — промежуточный отбор пара в кг/сек.
 $G_{ут}$ — утечка пара через уплотнения и зазоры в кг/сек.
 H — разрежение в мм рт. ст.
 $H_0 = i_0 - i_{2t}$ (или $i_0 - i_{1t}$) — полный адиабатический перепад тепла в кал/кг.
 H_i — внутренний использованный перепад тепла в турбине в кал/кг.
 L — работа, эквивалентная теплосодержанию 1 кг пара, в кдж.
 L_e — эффективная работа (на валу) в кдж/кг.
 L_i — внутренняя работа турбины в кдж/кг.
 L_d — работа на лопатках турбины (на ободе колеса) в кдж/кг.
 L_0 — располагаемая работоспособность 1 кг пара в кдж (работа идеального процесса).
 N_0 — эффективная мощность турбины в л. с.
 N_g — мощность на клеммах генератора в квт.
 N_i — внутренняя мощность турбины в л. с.
 N_m — мощность механических сопротивлений в л. с.
 N_0 — мощность идеальной турбины в л. с.
 $N_{тр}$ — мощность, затрачиваемая на трение диска и вентиляционную потерю, в л. с.
 Q — количество тепла в кал.
 T — абсолютная температура.
 Y — характеристика Парсонса.
 V — вакуум в процентах.
 Z_0 — выходная потеря в кдж/кг.
 Z_d — потеря на рабочих лопатках в кдж/кг.
 Z_n — потеря в направляющих лопатках в кдж/кг.
 Z_c — „ в соплах в кдж/кг.
 $Z_{тр}$ — „ на трение диска и на вентиляцию в кдж/кг.
 $Z_{ут}$ — „ на утечку пара в кдж/кг.
 b_0 — расход топлива в кг/л. с. ч. (отнесенный к мощности на валу турбины).
 b_g — расход топлива в кг/квт ч (отнесенный к мощности на клеммах генератора).
 c_0 — начальная скорость пара в м/сек.
 c_1 — абсолютная действительная скорость пара при выходе из сопла в м/сек.
 c_{1t} — абсолютная теоретическая скорость пара при выходе из сопла в м/сек.

¹ Охватывают основные обозначения термодинамики рабочего процесса.

- c_2 — абсолютная выходная скорость из лопаток в м/сек.
 c_k — критическая скорость пара в м/сек.
 d_o — расход пара в кг/л. с. ч. (мощность на валу турбины).
 d_p — " " в кг/квт ч (мощность на клеммах генератора).
 d — диаметр турбинного диска (также диаметры других деталей).
 f — площадь поперечного сечения.
 f_1 — площадь выходного сечения сопел в м².
 f_{1a} — площадь выходного сечения сопел, перпендикулярного к оси турбины, в м².
 f_{2a} — площадь выходного сечения лопаток, перпендикулярного к оси турбины, в м².
 g — ускорение силы тяжести в м/сек² или см/сек².
 h — перепад тепла, эквивалентный работе на венте, в кал/кг.
 h_o — выходная потеря в кал/кг.
 h_{oa} — потеря от влажности пара в кал/кг.
 h_i — использованный (внутренний) перепад тепла в кал/кг.
 h_a — потеря энергии на рабочих лопатках в кал/кг.
 h_n — " " в направляющих лопатках ступеней скорости в кал/кг.
 h_o — располагаемый (адиабатический) перепад тепла в одной ступени в кал/кг.
 h_{o1} — адиабатический перепад тепла в соплах в кал/кг.
 h_{o2} — " " " на лопатках в кал/кг.
 h_o — потеря энергии в соплах в кал/кг.
 $h_{тв}$ — " " на трение диска и вентиляцию в кал/кг.
 $h_{ут}$ — " " на утечку пара в кал/кг.
 h_p^* — низшая теплотворная способность топлива в кал/кг или кал/м³.
 h_o — теплосодержание свежего пара в кал/кг.
 i_1, i_2 — действительное конечное теплосодержание пара в кал/кг.
 i_{1t}, i_{2t} — теоретическое теплосодержание пара в конце адиабатического расширения в кал/кг.
 k — { показатель адиабаты.
коэффициент сужения и другие коэффициенты.
 m — длина соплового сегмента (в направлении окружности).
 n — { число оборотов в минуту.
показатель политропы.
 p_o — давление свежего пара в ата.
 p_1 — " пара за соплами в ата.
 p_2 — " рабочими лопатками (также конечное давление) в ата.
 p', p'' ... или p^I, p^{II} ... — давления пара в ступенях в ата.
 p_k { критическое давление пара в ата,
давление пара в конденсаторе в ата.
 $p_{от}$ — давление пара при отборе в ата.
 s — { энтропия в кал/кг °Ц.
зазор, толщина перегородки.
 t — { шаг сопел и лопаток.
температура в °Ц.
 t_o — температура свежего пара в °Ц.
 u — { окружная скорость в м/сек.
внутренняя энергия пара в кал/кг.
 v — удельный объем пара в м³/кг.
 w_1 — относительная скорость входа пара на лопатки в м/сек.
 w_2 — " " выхода пара с лопаток в м/сек.
 w_{2t} — теоретическая от. сительная скорость выхода пара с лопаток в м/сек.
 x — { паросодерание (степень сухости пара).
отношение $\frac{u}{c_1}$.
 z — число сопел, лопаток, ступеней.
 α — углы наклона абсолютных скоростей, коэффициент возврата тепла:

- β — { углы наклона относительных скоростей.
числовые коэффициенты.
 γ — удельный вес пара в кг/м³ (в некоторых случаях обозначение угла).
 δ — радиальный зазор.
 ε — степень парциальности.
 ζ — коэффициент потери энергии в сопле.
 η_z — к. п. д. генератора.
 η_e — эффективный к. п. д. турбины.
 η_{el} — электрический к. п. д. турбогенератора.
 η_{ek} — экономический к. п. д. паровой части станции.
 η_i — внутренний к. п. д. турбины.
 η_k — к. п. д. котельной установки.
 η_m — механический к. п. д.
 η_{oe} — относительно-эффективный к. п. д. турбины.
 η_{oe} — относительно-электрический к. п. д. турбогенератора.
 η_{oi} — относительно-внутренний к. п. д. турбины.
 η_{ol} — коэффициент отдачи на венте турбины.
 $\eta_{ст}$ — к. п. д. электростанции в целом.
 η_t — к. п. д. идеальной машины (термический к. п. д.).
 χ — характеристика турбины по Стодола и Форнеру.
 χ_k — критическое отношение давлений пара.
 ξ — коэффициент потери энергии на рабочих лопатках.
 ξ_n — " " " " направляющих лопатках диска Кертиса
 ρ — степень реактивности.
 φ — скоростной коэффициент сопел.
 ψ — { скоростной коэффициент рабочих лопаток.
коэффициент истечения в формуле Цейнера.
 ψ_n — скоростной коэффициент направляющих лопаток.
 ω — угол отклонения струи пара.

Примечания. 1. Обозначения удельного объема, теплосодержания, энтропии и др., относящиеся к нижней пограничной кривой (состояние жидкости в момент начала парообразования), снабжаются индексом $'$, к верхней пограничной кривой (состояние сухого насыщенного пара) — индексом $''$, (например, v' , v'' и т. д.).

2. Параметры пара и углы наклона скоростей, относящиеся к входному сечению сопел, снабжаются подстрочным индексом 0, к выходному сечению сопел — индексом 1, к выходному сечению лопаток — индексом 2.

3. Для обозначения номинальных, гарантийных, экономических и тому подобных величин вверху соответствующих обозначений ставится индекс „ном“.

„гар“, „эк“ и т. п., напр., $N_0^{ном}$, $d_e^{гар}$.

ЧАСТЬ I

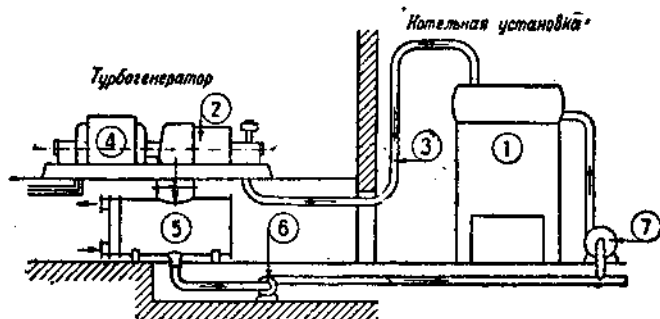
ПОНЯТИЕ О ПАРОВОЙ ТУРБИНЕ

ГЛАВА I

ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ

§ 1. Одноступенчатая (элементарная) паровая турбина

Паровые турбины, являющиеся одним из типов двигателей, преобразующих тепловую энергию пара в механическую работу, применяются обычно в современных паросиловых установках для приведения в действие электрических генераторов.



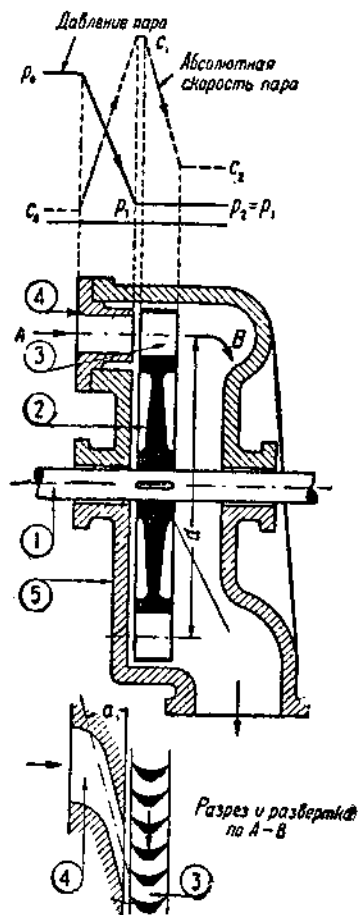
Фиг. 1. Схема паросиловой установки.

Рассмотрим схему подобной установки, изображенной на фиг. 1 и являющейся сочетанием котельной для производства пара и турбогенератора, преобразующего тепловую энергию в электрическую.

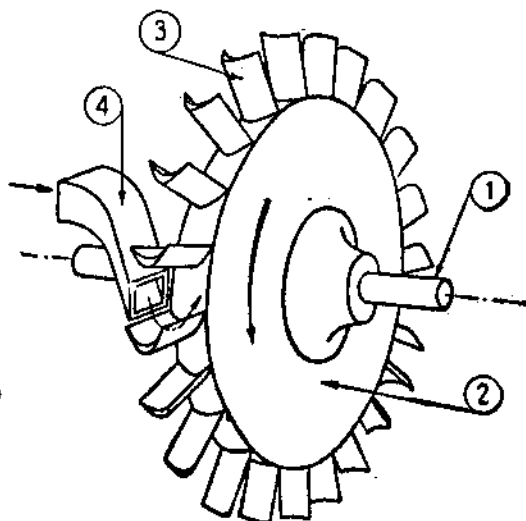
Водяной пар, получаемый за счет сжигания топлива под котлом 1, подводится к турбине 2 по паропроводу 3. Потенциальная тепловая энергия пара (энергия давления) превращается в турбине в кинетическую энергию (энергию движения), используемую затем для приведения во вращение вала турбины и связанного с ним вала электрического генератора 4. Пар, выходящий из турбины, может быть отведен в конденсатор 5 или бойлер, где путем охлаждения превращается в воду (конденсат), отсасываемую насосом 6. Конденсат, являющийся вследствие своей технической чистоты отличной питательной водой, забирается питательным насосом 7 и подается в котел. В современных теплофикационных установках вода, нагретая в бойлерах за счет конденсации пара, служит для отопительных целей.

Изучение паровых турбин начнем с рассмотрения схемы простейшей из них. Изображенная на фиг. 2 и 3 элементарная, турбина состоит из горизонтального вала 1 с диском 2, имеющим на ободе рабочие лопатки 3. Против лопаток расположено под углом α_1 сопло 4, прикрепленное к корпусу турбины 5. Свежий пар, подводимый к соплу с давлением P_0 , расширяется в нем до давления P_1 (см. графики фиг. 2). За счет падения давления потенциальная тепловая энергия пара переходит в кинетическую и скорость пара возрастает с величины c_0 до значения c_1 . Преобразование энергии происходит по известному из термодинамики закону:

$$i_0 - i_1 = A \left(\frac{c_1^2}{2g} - \frac{c_0^2}{2g} \right), \quad (1)$$



Фиг. 2. Схема одноступенчатой паровой турбины.



Фиг. 3. Схема одноступенчатой паровой турбины.

где $i_0 - i_1$ обозначает разность начального и конечного теплосодержаний пара в кал/кг, а в правой части стоит приращение кинетической энергии 1 кг пара (массой $\frac{1}{g}$). $A = \frac{1}{427}$ обозначает тепловой эквивалент работы.

Пренебрегая незначительной величиной скорости c_0 , мы можем написать

$$c_1 = \sqrt{\frac{2g}{A} (i_0 - i_1)} = 91,5 \sqrt{i_0 - i_1}. \quad (2)$$

Выйдя из сопла, струя пара попадает со скоростью c_1 на рабочие лопатки, где при постоянном давлении p_1 направление ее изменяется, а развивающаяся при этом центробежная сила частиц пара оказывает давление на лопатки и производит механическую работу вращения диска. Скорость выхода пара с лопаток c_2 вследствие использования части кинетической энергии струи будет, конечно, меньше скорости входа c_1 . Ограбавший пар, выходящий с рабочих лопаток, отводится из паровой турбины через патрубок, расположенный обычно в нижней части ее.

Пар, выходящий из сопел, должен попасть на рабочие лопатки по возможности без удара об них, так как удар струи сопровождается завихриванием и частичной потерей кинетической энергии. Для определения угла входа струи пара на лопатки, движущиеся со скоростью u , обычно производят построение треугольника скоростей аналогично изображенному на фиг. 4. Величины, входящие в построение этого треугольника, носят следующие наименования:

c_1 — абсолютная скорость выхода пара из сопла;

α_1 — угол ее направления (угол наклона сопла к плоскости вращения диска);

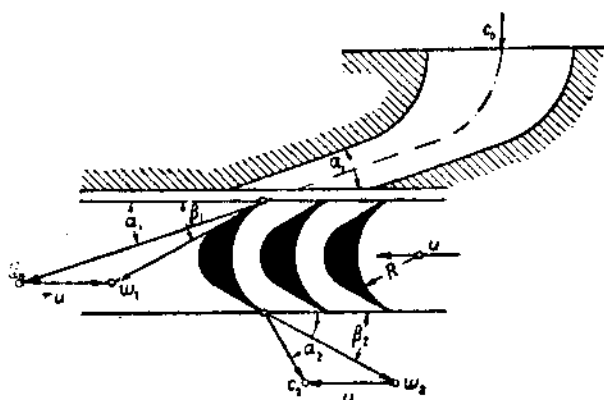
u — скорость движения лопатки (обычно берется окружная скорость на среднем диаметре лопаток d);

w_1 — относительная скорость входа пара на лопатку;

β_1 — угол ее направления (теоретически правильный угол наклона начальной кромки лопатки).

Внутренняя часть лопатки для уменьшения завихриваний струи пара из-за удобства изготовления очерчивается обычно по дуге окружности, и пар, пройдя по лопатке, выходит с нее с относительной скоростью w_2 под углом β_2 , который часто берут равным углу β_1 . Путем построения треугольника скоростей выхода пара с лопатки определяется абсолютная скорость выхода пара с лопатки c_2 и угол ее направления α_2 .

Рассмотрим при помощи треугольников скоростей вопрос о выборе наивыгоднейшей величины окружной скорости вращения лопаток u . Пренебрегая потерями на рабочих лопатках, мы можем сказать, что механическая работа, полученная на них, будет эквивалентна разности квадратов величин абсолютных скоростей входа и выхода пара с лопаток. Если, например, окружная скорость $u = 0$, то абсолютная скорость выхода пара с лопаток c_2 равна



Фиг. 4. Построение треугольников скоростей для одноступенчатой паровой турбины.

скорости входа c_1 , т. е. пар, выходящий с лопаток, будет обладать тем же количеством кинетической энергии, какую он имел при входе на лопатки, и никакой механической работы мы не получим.

Этот вывод подтверждается тем, что при взятом нами условии $u=0$ ротор турбины будет неподвижен и никакой работы от „стоящей“ турбины мы, конечно, получить не можем. При движении рабочих лопаток с некоторой окружной скоростью u (фиг. 4) c_2 будет меньше c_1 и эквивалентное разности $c_1^2 - c_2^2$ количество кинетической энергии будет переведено в механическую работу на рабочих лопатках.

Если мы примем $\beta_2 = \beta_1$, то рабочие лопатки будут симметричны, и вычерчивание треугольника скоростей выхода пара с лопаток удобнее производить, направив w_2 вдоль w_1 , т. е. повернув треугольник выхода вокруг вертикальной оси на 180° и совместив его вершину с вершиной треугольника входа.

Для нашего теоретического случая (отсутствие потерь на рабочих лопатках) относительные скорости входа и выхода равны ($w_2 = w_1$) и треугольники скоростей примут при этом вид, изображенный на фиг. 5 сверху. Увеличивая окружную скорость u , мы будем получать при выбранных c_1 и α_1 уменьшение c_2 и соответствующее возрастание механической работы на рабочих лопатках. Наименьшее значение c_2 будет достигнуто при $\alpha_2 = 90^\circ$ (см. средние треугольники фиг. 5), а дальнейшее увеличение окружной скорости поведет к увеличению c_2 и уменьшению работы (см. нижние треугольники фиг. 5).

Из рассмотрения прямоугольного треугольника, составленного из скоростей c_1 , $2u$ и c_2 (см. средние треугольники фиг. 5), мы можем написать

$$2u = c_1 \cos \alpha_1,$$

откуда

$$\frac{u}{c_1} = \frac{\cos \alpha_1}{2}. \quad (3)$$

Выведенное нами соотношение (3) имеет большое значение для теории турбин, и из него следует, что при $\alpha_1 = 0$, $\frac{u}{c_1} = \frac{1}{2}$, т. е. окружная скорость на среднем диаметре лопаток должна быть равна половине величины скорости выхода пара из сопла.

Использование кинетической энергии в этом случае будет полным: скорость выхода пара с лопаток $c_2 = 0$; но в современных паровых турбинах выполнить подобные условия нельзя, так как при $\alpha_1 = 0$ невозможно подвести пар к рабочим лопаткам, а при $c_2 = 0$ — отвести его от них. На практике для турбин изображенного на фиг. 2 и 3 типа берут угол наклона сопла $\alpha_1 = 14 \div 20^\circ$, и отношение $\frac{u}{c_1}$ при этом получается по формуле (1) равным $0,49 \rightarrow 0,47$. При употребляемом обычно высоком давлении свежего

пара p_0 и низком конечном давлении p_2 скорость истечения пара из сопел рассматриваемой турбины, определяемая по формуле (2), получается порядка 1000 м/сек, и рабочие лопатки должны вращаться с окружной скоростью $u = (0,49 \div 0,47) c_1 = = (0,49 \div 0,47) \cdot 1000 = 490 \div 470$ м/сек.

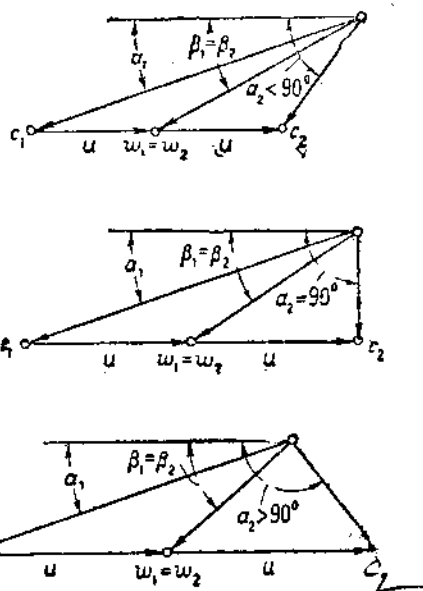
Применяемые в настоящее время в турбостроении материалы для рабочих лопаток и дисков не могут выдержать центробежных усилий, возникающих при таких громадных окружных скоростях, т. е. такая турбина при современном состоянии техники не может быть выполнена.

При выборе отношения $\frac{u}{c_1}$ мы должны для получения наибольшего к. п. д. учитывать ряд потерь, возникающих в турбине и зависящих от этого отношения. Для описываемого типа паровой турбины приходится в первую очередь считаться с потерей на трение вращающегося диска об окружающий его пар, — потерей, возрастающей с повышением окружной скорости. На практике для одновенечных турбин

выбирают обычно отношение $\frac{u}{c_1} = = 0,25 \div 0,35$, т. е. идут на некоторое увеличение потери от выходной скорости c_2 , уменьшая одновременно потерю на трение диска о пар.

Турбины рассматриваемого типа применяются в двух случаях: 1) при малом тепловом перепаде в турбине, обуславливающим небольшую скорость пара, 2) в случае, когда к. п. д. двигателя большой роли не играет, а приходится считаться, главным образом, со стоимостью установки. Примером второго типа могут служить турбонасосы, подающие масло в подшипники главных турбин станции при пуске и останове их.

Эти турбонасосы имеют незначительную мощность и работают обычно всего несколько часов в месяц, поэтому перерасход ими пара большой роли не играет, а применение простых быстроходных турбинок удешевляет агрегат и повышает его надежность. Для установок, работающих более или менее продолжительное время и с большим перепадом тепла, одновенечные турбины обычно не употребляются вследствие низкого к. п. д., а ставятся более экономичные турбины, рассматриваемые в следующих параграфах.



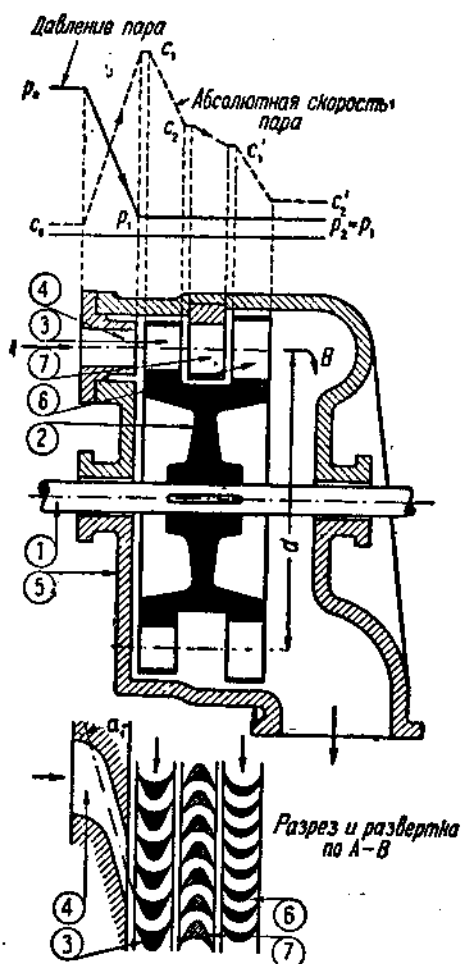
Фиг. 5. Треугольники скоростей для одноступенчатой паровой турбины при различных отношениях $\frac{u}{c_1}$.

§ 2. Паровые турбины с активными ступенями скорости и давления

В предыдущем параграфе мы видели, что одноступенчатые турбины должны работать с большими окружными скоростями, при снижении же скорости и возрастает потеря от скорости вы-

хода c_2 . Однако кинетическая энергия струи пара, выходящей с рабочих лопаток, может быть частично использована путем поворота ее в особых направляющих аппаратах и направления на второй ряд рабочих лопаток. Схема паровой турбины такого типа (диск Кертиса), работающей при малом u , с использованием скорости выхода пара из первого ряда рабочих лопаток изображена на фиг. 6. Конструктивно она отличается от турбины, рассмотренной нами в § 1, присутствием второго ряда рабочих лопаток 6, посаженных на широкий обод диска, и направляющих аппаратов 7, входящих в зазор между первым и вторым рядами рабочих лопаток. Направляющие аппараты представляют собой набор лопаток, аналогичных рабочим, но только выгнутых в противоположную сторону и прикрепленных к корпусу турбины против сопел.

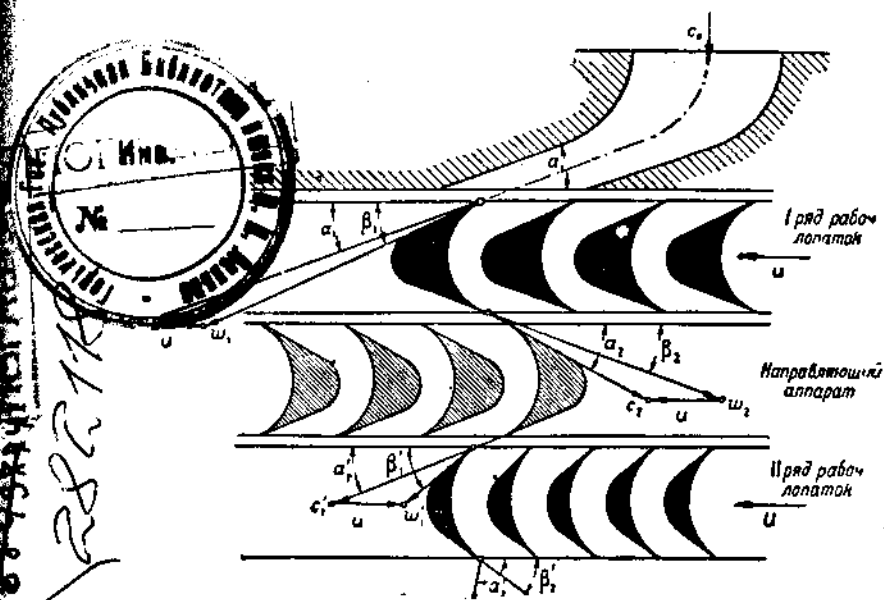
Преобразование энергии в этом типе турбин происходит следующим образом: свежий пар, подводимый к соплам при давлении p_0 , расширяется в них до величины p_1 и в дальнейшем проходит в турбину при постоянном давлении. За счет расширения в соплах потенциальная тепловая энергия пара переходит в кинетическую, и скорость



Фиг. 6. Схема паровой турбины с двумя ступенями скорости.

подвода пара к соплам c_0 возрастает до значения c_1 . Выйдя из сопел, расположенных под углом α_1 , пар попадает со скоростью c_1 на первый ряд рабочих лопаток (фиг. 6 и 7). Пройдя между рабочими лопатками первого ряда, пар покидает их с абсолютной скоростью c_2 , величину и направление которой (угол α_2) можно найти, произведя построение треугольников скоростей способом, описанным в § 1. Так как турбина работает с небольшой

окружной скоростью u , выходная скорость c_2 получается значительной, и соответствующую кинетическую энергию пара необходимо использовать на втором ряде лопаток. Поэтому, выйдя из первого ряда рабочих лопаток, пар попадает на неподвижный направляющий аппарат (лопатки), в котором изменяет свое направление и выходит из него со скоростью c'_1 , направленной в левую сторону, как и скорость c_1 (фиг. 7), причем величина c'_1 будет меньше c_2 за счет потерь кинетической энергии на завихривание и трение пара о направляющие аппараты. Дальнейший процесс работы пара на втором ряду рабочих лопаток аналогичен работе его на первом ряду, и значения скоростей и углов могут быть легко



Фиг. 7. Треугольники скоростей для паровой турбины с двумя ступенями скорости

получены путем построения соответствующих треугольников скоростей. Величина окружной скорости u , конечно, будет одна и та же для всех треугольников, так как оба ряда рабочих лопаток сидят на одном и том же диске и имеют одинаковый средний диаметр венца d .

В буквенные обозначения абсолютных и относительных скоростей, а также углов их наклона для второго ряда рабочих лопаток в отличие от лопаток первого ряда введены сверху штрихи. Так, например, c'_1 обозначает абсолютную скорость входа пара на рабочие лопатки второго ряда, α'_1 — угол ее направления и т. д.

Сравнивая рассмотренные нами типы турбин (фиг. 2 и 6), мы видим, что характерной особенностью их является постоянство давления пара при проходе его между рабочими лопатками и направляющими аппаратами. Такие паровые турбины, имеющие равное давление пара по обе стороны рабочих

лопаток, принято называть турбинами равного давления, или активными. Турбина, схематически изображенная на фиг. 6, использует кинетическую энергию струи пара, выходящей из сопла, на двух рядах рабочих лопаток, т. е. два раза мы получаем механическую работу при соответствующем падении скорости движения струи; в связи с этим такая турбина называется турбиной с двумя ступенями скорости. Если скорость выхода пара со второго ряда рабочих лопаток c_2' имеет еще значительную величину, то постановкой второго ряда направляющих аппаратов и третьего ряда рабочих лопаток мы можем еще раз использовать кинетическую энергию струи пара, переводя ее частично в механическую работу на третьем ряде лопаток. Такая паровая турбина, имеющая на диске три ряда рабочих лопаток и использующая скоростную энергию пара три раза, называется активной турбиной с тремя ступенями скорости.

Выведем формулу для определения наивыгоднейшего отношения $\frac{u}{c_1}$ для турбин со ступенями скорости, путем построения треугольников скоростей аналогично фиг. 5.

Если считать потери на рабочих лопатках и направляющих аппаратах равными нулю и применить симметричные лопатки, т. е. имеющие $\beta_2 = \beta_1$, $\alpha_1' = \alpha_2$ и $\beta_2' = \beta_1'$, то для диска Кертиса с двумя ступенями скорости мы получим при минимальном значении c_2 треугольники скоростей, изображенные на фиг. 8.

Из рассмотрения прямоугольного треугольника, составленного из c_1 , четырех u и c_2 , можем написать

$$4u = c_1 \cos \alpha_1,$$

откуда

$$\frac{u}{c_1} = \frac{\cos \alpha_1}{4} = \frac{\cos \alpha_1}{2z}, \quad (4)$$

где z — число ступеней скорости.

Произведя построение треугольников скоростей подобно фиг. 8 для турбин с тремя и большим количеством ступеней скорости, мы можем подтвердить применимость формулы (4) к паровым турбинам с любым числом ступеней скорости.

Из сравнения формул (3) и (4) видно, что применение ступеней скорости понижает величину наивыгоднейшей окружной скорости в z раз, уменьшая одновременно и потери на трение диска о пар. Однако применение нескольких последовательно включенных рядов лопаток (например, при $z=3$ мы имеем три ряда рабочих лопаток и два ряда направляющих аппаратов) повышает сумму потерь на них, снижая к. п. д. турбин подобного типа.

Стремление к уменьшению потерь на лопатках, а также требования технологического порядка заставляют при проектировании турбин со ступенями скорости отказываться от симметричности лопаток, и треугольники скоростей обычно не имеют вида, изображенного на фиг. 8, а формула (4) дает только некоторую ориентировку в выборе $\frac{u}{c_1}$.

Область применения турбин Кертиса вследствие малого к. п. д. их, понижающегося с увеличением числа ступеней скорости, весьма ограничена, и они употребляются, главным образом, в качестве дешевых турбин небольшой мощности для приведения в действие насосов, вентиляторов, маломощных электрических генераторов и т. п., а также при переработке небольших перепадов давления пара.

Итак, разобранные выше типы паровых турбин имеют низкий к. п. д.; и только появление турбин со ступенями давления, к рассмотрению которых мы теперь перейдем, разрешило вопрос о турбинах высокой экономичности.

Коэффициент полезного действия одноступенчатой паровой турбины возрастает при использовании небольших скоростей c_1 , так как при этом можно выбрать отношение $\frac{u}{c_1}$, приближающееся

к теоретически выгодным $0,49 \div 0,47$, т. е. свести к минимуму потери от выходной скорости, не опасаясь увеличения потери от трения диска о пар. В связи с этим целесообразно весь располагаемый перепад давления, т. е. разницу давлений свежего и отработавшего пара, использовать не сразу, а частями в последовательно включенных одноступенчатых турбинах.

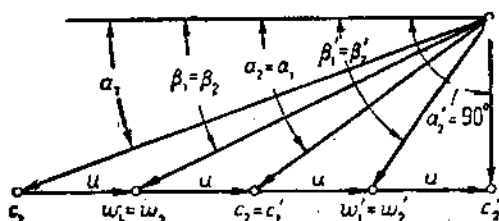
При этом на каждую элементарную турбину будет приходиться небольшой перепад тепла, а следовательно, и скорость истечения пара из сопел будет невелика.

Если весь располагаемый перепад тепла распределить поровну между элементарными турбинами — ступенями, число которых обозначим z , то скорость пара в каждой из них согласно формуле (2) будет

$$c_1 = 91,5 \sqrt{\frac{i_0 - i_1}{z}}.$$

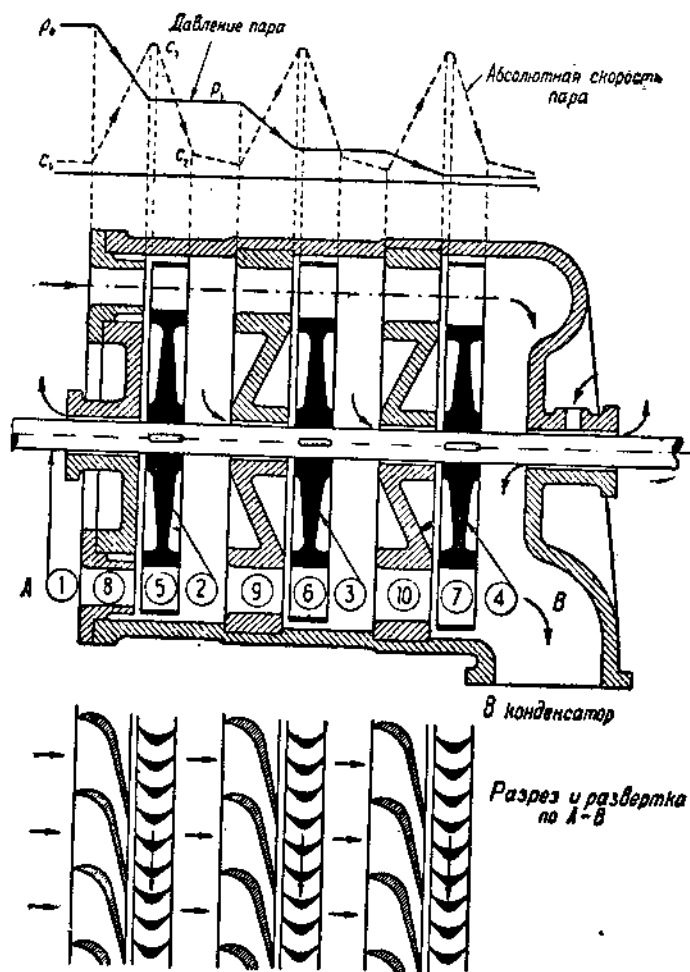
Скорость эта, таким образом, будет в $\sqrt{z}$ раз меньше, чем в одноступенчатой турбине с тем же перепадом тепла. Соблюдая наивыгоднейшее отношение $\frac{u}{c_1}$, мы придем к заключению, что и окружная скорость турбины со ступенями давления будет примерно в $\sqrt{z}$ раз меньше, чем в одноступенчатой турбине. Это обусловит малые потери на трение дисков о пар и повысит к. п. д. турбины.

Схема такой турбины с тремя ступенями давления, т. е. состоящей из трех последовательно включенных элементарных турбин, изображена на фиг. 9.



Фиг. 8. Треугольники скоростей для паровой турбины с двумя ступенями скорости при симметричных лопатках и отсутствии потерь в них.

На горизонтальный вал 1 турбины посажены три диска 2, 3 и 4, имеющие каждый на ободе рабочие лопатки 5, 6 и 7. Против рабочих лопаток расположены сопла 8, 9 и 10, из которых сопла первой ступени 8 прикреплены к корпусу турбины, а сопла последующих ступеней 9 и 10 выполнены в перегородках турбины между дисками. Эти перегородки, отделяющие одну элементарную турбину от другой, называются диафрагмами.



Фиг. 9. Схема турбины с тремя ступенями давления.

Свежий пар, подводимый к соплам первой ступени 8 с давлением P_0 , расширяется в них до давления P_1 (см. графики фиг. 9), а скорость его C_0 возрастает до значения C_1 . Выйдя из сопел, пар попадает на рабочие лопатки 5 первой ступени, и кинетическая энергия струи частично переходит в механическую работу вра-

щения вала турбины. Давление пара по обе стороны рабочих лопаток остается при этом одно и то же (p_1), т. е. турбина является активной (турбиной равного давления).

Покинув рабочие лопатки первой ступени, пар расширяется в соплах 9 второй ступени давления, и кинетическая энергия, полученная за счет этого расширения, используется на рабочих лопатках 6. Таким же образом происходит процесс расширения пара в соплах 10 третьей ступени и преобразование кинетической энергии в механическую работу на лопатках 7.

Анализируя график изменения давления пара в турбине, мы, во-первых, отметим ступенчатообразный характер его (три ступени давления), а во-вторых, то, что давление пара, окружающего диск 2, имеет большое значение p_1 : рабочие лопатки 5 будут подвергаться действию пара высокой температуры, а корпус турбины в части высокого давления будет испытывать значительные напряжения. Так как между выпущенным наружу вращающимся валом и неподвижным корпусом во избежание трения и заедания вала должен оставаться зазор, то через него вследствие высокого давления p_1 возможна значительная утечка пара наружу в машинный зал. Для уничтожения или уменьшения этой утечки приходится применять иногда довольно сложные уплотняющие приспособления. Вследствие разницы давления пара по обе стороны диафрагм будет происходить утечка пара также и через зазор между валом и диафрагмами, что вызывает необходимость устройства в отверстиях для пропуска вала соответствующих уплотнений. При отводе отработавшего пара в конденсатор в выпускном патрубке турбины господствует давление p_2 , меньшее атмосферного. Вследствие разницы давлений воздух из машинного зала будет стремиться проникнуть в часть низкого давления турбины через зазор между валом и корпусом.

Для борьбы с засосом воздуха в среднюю часть уплотнения вала обычно подводится пар с давлением, немного большим атмосферного. Этот пар частично пойдет в турбину, а частично наружу в машинное помещение и не позволит, таким образом, воздуху проникнуть в конденсатор.

Коэффициент полезного действия паровых турбин со ступенями давления может быть повышен путем частичного использования скоростей выхода пара с рабочих лопаток c_2 в соплах следующих ступеней. Для более полного использования c_2 расстояния между рабочими лопатками и соплами (осевые зазоры) уменьшаются и вместо парциального подвода пара, т. е. подвода его только к части рабочих лопаток, как показано на фиг. 2 и 6, переходят к полному подводу пара по всей окружности рабочего колеса, как показано на фиг. 9.

Экономичность рассматриваемого типа паровых турбин возрастает с повышением числа ступеней давления; одной из причин этого является уменьшение окружной скорости рабочих колес и связанной с нею потери на трение диска о пар.

Увеличение числа ступеней ведет к усложнению конструкции паровой турбины и к понижению надежности работы ее, а также и к увеличению стоимости установки. Однако высокий к. п. д.

паровых турбин со ступенями давления обеспечил им широкое распространение в качестве основного двигателя паросиловых установок.

§ 3. Реактивные турбины

Реактивными, или турбинами избыточного давления, называются турбины, у которых понижение давления пара происходит не только в соплах, но продолжается также и на рабочих лопатках.

На рабочие лопатки паровых турбин этого типа пар давит не только за счет скорости, приобретенной в соплах, но также и вследствие реакции струи из-за увеличения относительной скорости w_1 . Реактивное действие струи пара аналогично явлению отдачи огнестрельного оружия. Так, например, при выстреле из винтовки стреляющий испытывает действие отдачи, направленное в сторону, противоположную полету пули. Объясняется это тем, что во время выстрела давление газов, направленное в сторону приклада, не уравновешивается соответствующим давлением с противоположной стороны, так как там оно действует на подвижную пулю.

Аналогично этому в реактивных паровых турбинах струя пара, выходя с рабочих лопаток в пространство с пониженным давлением, создает „отдачу“ на лопатки.

В соплах реактивных паровых турбин, называемых направляющими лопатками, пар вследствие частичного понижения давления приобретает скорость c_1 , с которой и поступает на рабочие лопатки. Из-за изменения направления движения струи на рабочих лопатках развивается центробежная сила частиц пара, которая, слагаясь с реакцией струи, производит механическую работу вращения ротора; таким образом в современных реактивных паровых турбинах используется не только реактивное, но также и активное действие струи пара.

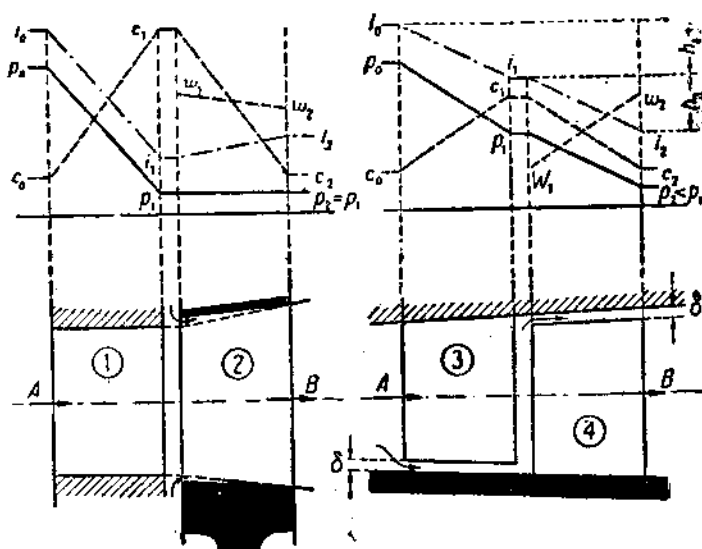
Произведем сравнение активной и реактивной ступеней, воспользовавшись фиг. 10. Левая часть рисунка изображает сопла 1 и рабочие лопатки 2 активной ступени. Свежий пар, подводимый к соплам со скоростью c_0 при давлении p_0 , имеет теплосодержание i_0 . При проходе через сопла, представляющие обычно суживающиеся каналы, давление пара падает до величины p_1 и потенциальная тепловая энергия переходит в кинетическую. Этот процесс характеризуется понижением теплосодержания пара до значения i_1 и соответствующим возрастанием скорости протекания его до величины c_1 . На подвижных рабочих лопатках вследствие изменения направления движения струи пара происходит преобразование кинетической энергии пара в механическую работу вращения ротора.

Рабочие лопатки активных паровых турбин образуют каналы, которые при отсутствии потерь в них должны быть постоянного сечения. В действительности, вследствие потерь на трение пара о лопатки трение струек пара друг о друга и вихреобразований происходят понижение относительной скорости входа пара на лопатки w_1 до значения w_2 и эквивалентное повышение теплосодер-

жания i_1 до величины i_2 , сопровождающееся увеличением удельного объема пара v . Эти причины согласно уравнению расхода

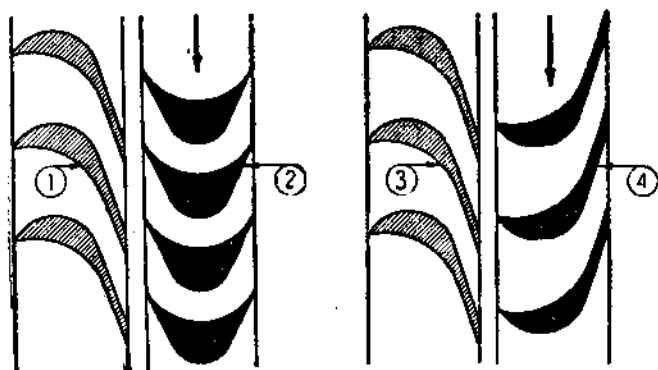
$$f = \frac{Gv}{w}$$

требуют для обеспечения постоянства давления пара соответствующего увеличения проходного сечения каналов, образуемых рабочими лопатками активных паровых турбин.



Разрез и развертка по А-В

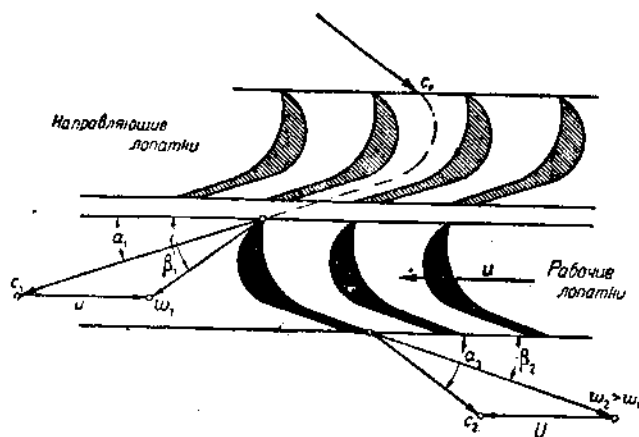
Разрез и развертка по А-В



Фиг. 10. Схема активной и реактивной ступеней.

Если мы желаем вызвать расширение пара не только в соплах, но и на рабочих лопатках, то должны выполнить их аналогично соплам, т. е. таким образом, чтобы получить суживающиеся каналы, подобные изображенным на правой части фиг. 10, представляющей

схематическое изображение реактивной ступени. Роль сопел в данном случае играют направляющие лопатки 3, прикрепленные к корпусу турбины. Проходя между ними, пар расширяется, и теплоперепад $h_1 = i_0 - i_1$ переходит в кинетическую энергию, повышая скорость входа пара c_0 до значения c_1 (см. правые графики фиг. 10). Выйдя из направляющих лопаток с давлением p_1 , пар попадает на рабочие лопатки, имеющие такой же профиль, как направляющие, но выгнутый в обратную сторону. Проходя по суживающемуся каналу, образованному рабочими лопатками, пар продолжает расширяться и его давление падает с величины p_1 до значения p_2 . Теплосодержание пара, характеризовавшееся при входе на рабочие



Фиг. 11. Треугольники скоростей реактивной паровой турбины типа Парсонса.

реведенного в кинетическую энергию на рабочих лопатках, к теплоперепаду всей ступени.

На рабочих лопатках активных паровых турбин преобразования тепловой энергии в кинетическую не происходит и, следовательно, для них $p = 0$.

В современных реактивных турбинах (тип Парсонса) степень реактивности обычно равна половине, т. е. теплоперепад распределяется поровну между направляющими и рабочими лопатками. Турбины такого типа мы и будем рассматривать в дальнейшем и только в конце параграфа коснемся турбин, имеющих ступени с небольшой степенью реактивности $p < 0,5$, а также радиальных турбин Юнгстрема, обладающих $p = 1$.

Рассмотрим процесс преобразования кинетической энергии струи пара в механическую работу на рабочих лопатках реактивной ступени, пользуясь построением треугольников скоростей, изображенным на фиг. 11.

К неподвижным направляющим лопаткам подводится пар со скоростью c_0 . Проходя по суживающемуся каналу, образуемому этими лопатками, пар увеличивает свою скорость до значения c_1 и под углом α_1 подводится к рабочим лопаткам. Произведя по-

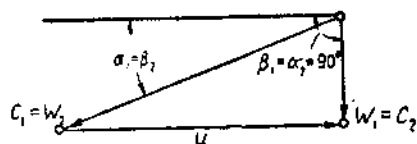
лопатки величиной i_1 , понижается до значения i_2 , и за счет теплоперепада $h_2 = i_1 - i_2$ получается соответствующее увеличение относительной скорости входа пара на рабочие лопатки w_1 до значения w_2 .

Степень реактивности ступени характеризуется величиной

$$p = \frac{h_2}{h_1 + h_2},$$

т. е. отношением теплоперепада, пе-

строение зходного треугольника скоростей, найдем величину относительной скорости входа пара на рабочие лопатки w_1 и угол ее направления β_1 . Теплоперепады на направляющих и рабочих лопатках турбин типа Парсонса одинаковы, т. е. $h_1 = h_2$, скорость подвода пара к направляющим лопаткам c_0 берется равной w_1 , а следовательно, по закону сохранения энергии относительная скорость выхода пара с рабочих лопаток w_2 будет равна в этом случае скорости c_1 . Как указывалось выше, профиль направляющих и рабочих лопаток реактивной турбины обычно одинаков, т. е. $\beta_2 = \alpha_1$, а следовательно, в связи с равенством w_2 и c_1 треугольники скоростей входа и выхода пара идентичны, что позволяет при расчете реактивной ступени типа Парсонса обходиться построением только одного треугольника скоростей.



Фиг. 12. Треугольники скоростей для реактивной паровой турбины типа Парсонса.

Анализируя работу активной паровой турбины, мы видели, что при заданном α_1 потеря с выходной скоростью будет минимальной при угле $\alpha_2 = 90^\circ$, т. е. при отводе пара с рабочих лопаток вдоль оси паровой турбины. При аналогичных условиях для реактивной ступени рассматриваемого типа треугольники скоростей будут иметь вид, изображенный на фиг. 12, из которой следует, что

$$\frac{u}{c_1} = \cos \alpha_1, \quad (5)$$

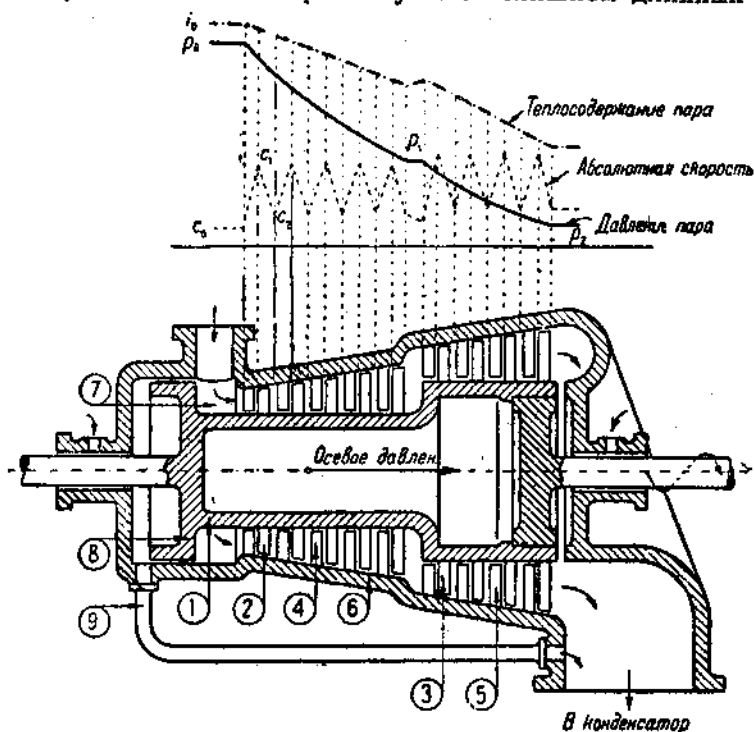
т. е. отношение $\frac{u}{c_1}$ должно быть в два раза большим, чем для активной ступени.

Большое значение $\frac{u}{c_1}$, которое необходимо выбирать в реактивных паровых турбинах для получения наибольшего к. п. д., заставляло выполнять их многоступенчатыми по типу, изображенному на фиг. 13. При большом числе ступеней и незначительной окружной скорости для удешевления турбины рабочие лопатки сажаются обычно не на отдельные диски, а на барабан 1, изображенный на фиг. 13 цилиндрическим с двумя уступами (диаметрами). На первом уступе барабана посажены пять рядов рабочих лопаток 2, а на втором уступе — четыре ряда лопаток 3. С передней по движению пара стороны рабочих лопаток расположены неподвижные направляющие лопатки 4 и 5, прикрепленные к корпусу турбины 6.

Свежий пар подводится в кольцевое пространство 7, откуда поступает на направляющие лопатки первой ступени. Проходя между ними, пар приобретает скорость c_1 за счет падения давления и соответствующего понижения теплосодержания пара (см. графики на верхней части фиг. 13).

По выходе с направляющих лопаток пар попадает на первый ряд рабочих лопаток, где и отдает часть своей кинетической

энергии при продолжающемся понижении давления. Выйдя из рабочих лопаток первой ступени со скоростью c_1 , пар попадает на направляющие лопатки второй ступени, где повторяется процесс превращения тепловой энергии в механическую работу. Далее аналогичный процесс продолжается в третьей, четвертой и пятой ступенях. По мере понижения давления пара и связанного с этим возрастания его удельного объема длина лопаток турбины соответственно увеличивается. При получении слишком длинных лопаток



Фиг. 13. Схема реактивной паровой турбины.

увеличивают диаметр барабана, что дает возможность получения большей площади проходного сечения для пара при меньшей длине лопаток. Этот способ применен к шестой ступени турбины. При переходе пара с уступа меньшего диаметра барабана на уступ большего диаметра скорость выхода пара из рабочих лопаток пятой ступени будет частично потеряна на вихреобразования, и поэтому более рациональной является конструкция конического барабана, изображенная на фиг. 16.

Разница давлений пара по обе стороны рабочих лопаток и разница давлений на кольцевые поверхности уступа барабана в части низкого давления создают в реактивной паровой турбине значительное осевое давление на ротор, направленное в сторону движения пара. Для компенсации этого давления применяется уравновешивающий поршень 8, представляющий уступ барабана в части

высокого давления турбины. Со стороны паровпускного канала 7 на поршень действует свежий пар высокого давления, а с противоположной стороны поддерживается пониженное давление посредством трубы 9, присоединяемой к части низкого давления паровой турбины. Наружный диаметр поршня выбирается с таким расчетом, чтобы разница давлений пара, действующая на его кольцевую поверхность, полностью уравнивала осевое давление. Кроме уравнивающего поршня в передней по движению пара части реактивной паровой турбины помещается упорный подшипник, компенсирующий разницу осевых давлений на ротор турбины, возникающую при изменениях режима работы турбины.

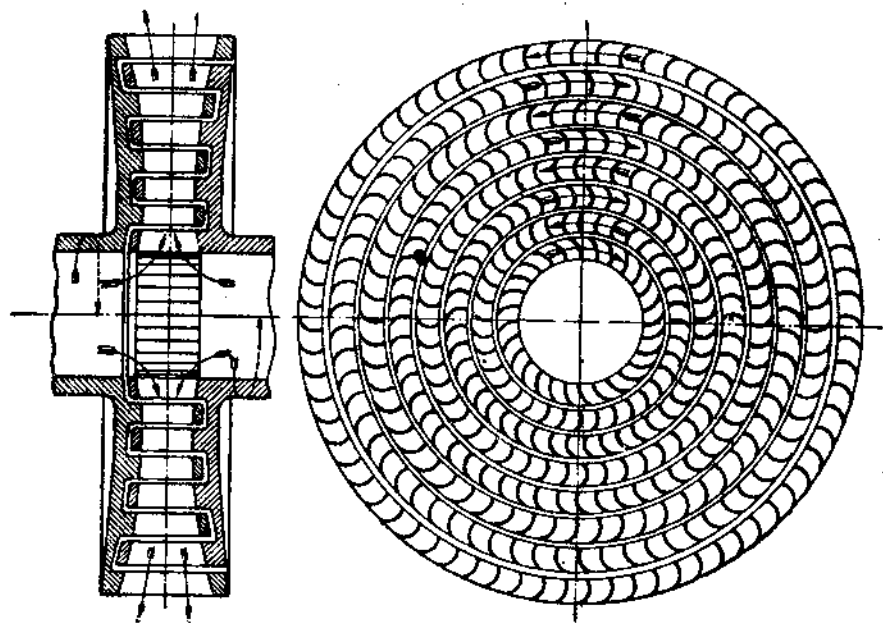
Разность давлений пара по обе стороны направляющих и рабочих лопаток реактивной турбины вызывает потери пара через радиальные зазоры δ (фиг. 10).

Пар, подводимый к направляющим лопаткам 3, будет проходить не только между лопатками, но потечет так же и через радиальный зазор δ . Проходя по зазору, пар будет расширяться и приобретать некоторую скорость истечения, но использовать эту скорость на рабочих лопатках мы не сможем, так как направление ее будет не под углом α , а примерно вдоль оси турбины; попав на рабочие лопатки, пар из радиального зазора будет тормозить движение их, ударяя в спинку (выпуклую часть) лопаток. Кинетическая энергия струи пара, вышедшей с верхней по чертежу части направляющих лопаток, не может быть использована на рабочих лопатках, так как она попадает в радиальный зазор между ними и корпусом турбины. Для уменьшения потерь пара через радиальные зазоры выбираются минимальные величины δ , что, однако, связано с понижением надежности турбины из-за возможности задеваний и поломки как рабочих, так и направляющих лопаток. Утечка пара через радиальные зазоры реактивных паровых турбин имеет большое значение при коротких лопатках, т. е. при высоком давлении пара и при малом количестве его, и не играет существенной роли при значительной длине лопаток, как, например, в части низкого давления конденсационных турбин.

Парциальный подвод пара, применяемый в части высокого давления активных паровых турбин для увеличения высоты сопел и рабочих лопаток, осуществить у реактивных ступеней нельзя, так как при парциальном подводе пар вследствие разницы давления по обе стороны рабочих лопаток распространялся бы по всей окружности венца лопаток и значительная часть кинетической энергии, приобретенной струей на направляющих лопатках, была бы потеряна на вихреобразование. Использование реактивного действия струи также было бы не полным из-за распределения пара между всеми рабочими лопатками венца.

Низкий к. п. д. и малая надежность части высокого давления реактивных паровых турбин заставляют отказываться от применения этого типа и переходить к комбинированным активно-реактивным турбинам, у которых часть высокого давления состоит из одной или нескольких активных ступеней, а часть низкого давления выполняется реактивной. С подобными турбинами мы познакомимся в следующем параграфе.

Разделение паровых турбин на активные и реактивные является условным, так как у турбин, рассчитанных как чисто активные, будет иметься некоторая степень реактивности за счет подсоса пара из зазора между соплами и лопатками (см. схему активной ступени на фиг. 10). Выходное сечение рабочих лопаток, рассчитанное только на пропуск пара, вытекающего из сопел, будет недостаточно для прохода при постоянном давлении всего количества пара, вошедшего на лопатки, а это поведет к повышению относительной скорости выхода w_2 за счет дополнительного рас-



Фиг. 14. Схема турбины Юнгстрема.

ширения пара. Кроме того, реактивность будет появляться при уменьшении проходного сечения между рабочими лопатками за счет отложения на них накипи, ржавчины и тому подобных примесей.

Для борьбы с подсосом пара на рабочие лопатки и в целях повышения к. п. д. паровых турбин в последнее время часто применяют так называемые ступени с небольшой степенью реактивности, имеющие некоторую разницу давлений пара по обе стороны рабочих лопаток. В этих ступенях ρ выбирается обычно в пределах $0,05 \div 0,2$, с тем, чтобы по возможности полностью компенсировать подсос, не создавая, однако, значительной утечки пара через радиальные зазоры.

Оригинальным типом реактивной паровой турбины, имеющей степень реактивности, равную единице, является турбина Юнгстрема, состоящая из двух дисков, вращающихся в противоположные стороны (фиг. 14).

На диски посажены горизонтальные лопатки, образующие кон-

центрические кольца, входящие одно в другое. Свежий пар подводится в среднюю часть турбины, откуда распространяется в радиальном направлении к периферии.

Проходя через суживающиеся каналы, образованные первым рядом лопаток, пар увеличивает свою скорость протекания, создавая реактивное действие на лопатки левого диска, а приобретенная паром скорость используется за счет изменения направления движения струи в следующем ряде лопаток, прикрепленных к правому диску. Проходя между этими лопатками, пар продолжает расширяться, а следовательно, оказывать реактивное действие на лопатки правого диска.

Приобретенная при этом скорость используется на следующем ряде лопаток левого диска и т. д. Таким образом в паровой турбине Юнгстрема каждый ряд лопаток является одновременно и направляющим и рабочим, а следовательно, и степень реактивности будет равна единице:

$$\rho = \frac{h_1 + h_2}{h_1 + h_2} = 1.$$

Вследствие вращения дисков в разные стороны относительная окружная скорость равняется сумме окружных скоростей отдельных дисков, и при заданном отношении $\frac{u}{c_1}$ эта турбина сможет использовать в два раза большие скорости c_1 , что ведет к небольшому числу ступеней, а следовательно, и к незначительным размерам ее.

Паровая турбина Юнгстрема в связи с перемещением пара в направлении радиусов дисков относится к классу радиальных, а все остальные выше рассмотренные турбины относились к классу аксиальных турбин, так как пар перемещался в них параллельно оси вращения роторов.

§ 4. Комбинированные паровые турбины

Рассмотренные типы паровых турбин обладают каждый своими достоинствами и недостатками, связанными в основном с давлением, температурой и количеством пара.

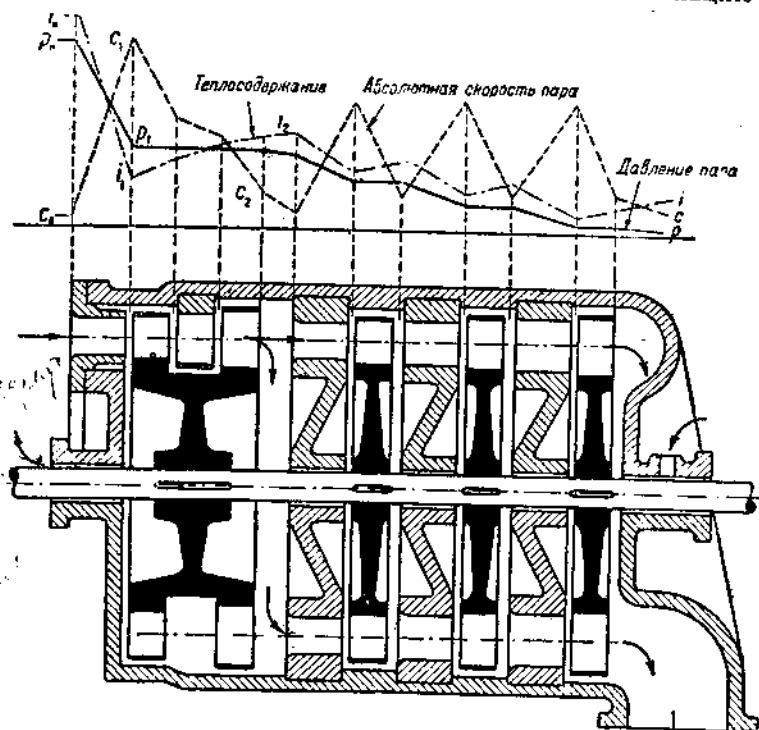
Для лучшего использования положительных сторон ступеней того или иного типа применяются комбинации их, позволяющие повысить экономичность и надежность турбины.

На фиг. 15 изображена схема активной комбинированной турбины, состоящей из колеса Кертиса с двумя ступенями скорости и трех ступеней давления. Произведя значительное расширение пара в соплах колеса Кертиса, мы получим в корпусе турбины низкие давления и температуры пара, что облегчит конструирование части высокого давления. Такая паровая турбина более надежна, чем турбина со ступенями давления или реактивная, но к. п. д. ее будет несколько ниже вследствие значительных потерь в колесе Кертиса; последние отчасти компенсируются уменьшением потери пара через уплотнения вала, а также преимуществами регу-

лирования мощности турбины путем выключения отдельных групп сопел (сопловое регулирование).

При рассмотрении реактивных турбин мы видели, что их первые ступени имеют низкий к. п. д. из-за малой длины лопаток и связанной с этим значительной потери пара через радиальные зазоры, поэтому применение в части высокого давления активных ступеней повышает экономичность и надежность турбины.

На фиг. 16 изображена схема подобной комбинированной активно-реактивной паровой турбины, представляющая комбинацию колеса

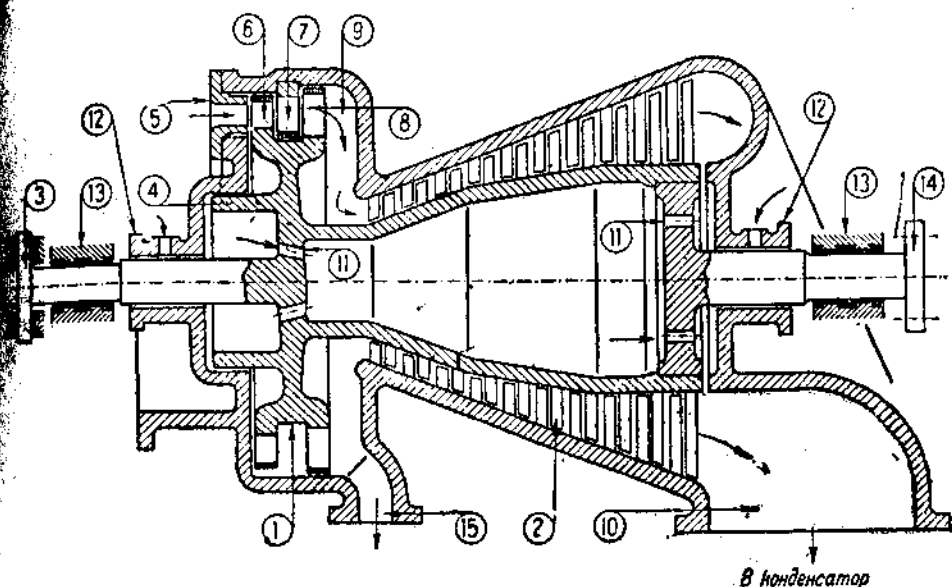


Фиг. 15. Схема активной комбинированной паровой турбины.

Кертиса с двумя ступенями скорости 1 с реактивными ступенями 2. Применение колеса Кертиса позволяет значительно понизить давление и температуру пара в корпусе турбины, устроить парциальный подвод пара, увеличив этим высоту сопел и лопаток, а также применить сопловое регулирование. Замена реактивной части высокого давления активными ступенями понижает, кроме того, осевое давление на ротор турбины, позволяет или совсем отказаться от уравновешивающего поршня, заменив его упорным подшипником 3, или ставить уравновешивающий поршень 4 небольшого диаметра, снижая этим потери пара через уплотнения между корпусом и поршнем.

Проследим путь пара в этой турбине. Свежий пар подводится к соплам колеса Кертиса 5. Проходя по ним, пар расширяется, и тепловая энергия его частично переходит в кинетическую. Выйдя

в сопел, пар проходит через первый ряд рабочих лопаток 6, при этом кинетическая энергия струи частично переходит в механическую работу вращения ротора турбины. Далее пар проходит через направляющий аппарат 7, где меняет свое направление, и затем попадает на второй ряд рабочих лопаток 8, где кинетическая энергия пара опять превращается в механическую работу. Выйдя с лопаток колеса Кертиса, пар распространяется по пространству 9 и кольцевым потоком идет в реактивную часть турбины 2. Коническая конструкция барабана понижает потери на завихривание пара при переходе его с одного ряда лопаток на другой и повышает общий к. п. д. турбины. По мере прохождения пара по лопаткам реактивной части турбины давление его падает, а удельный объем возра-



Фиг. 16. Схема комбинированной активно-реактивной паровой турбины.

стает, в связи с чем растут диаметр барабана и длина лопаток. По выходе из последнего ряда рабочих лопаток пар направляется патрубком 10 в конденсатор. Отверстия 11 в барабане служат для поддержания пониженного давления с левой стороны уравновешивающего поршня. Оба концевых уплотнения вала 12 предохраняют в нашем случае от проникновения воздуха внутрь турбины, и поэтому в среднюю часть каждого уплотнения впускается пар при давлении, несколько большем атмосферного. Опорные подшипники 13 удерживают ротор в правильном положении, а муфта 14 служит для соединения его с потребителем мощности. В нижней части корпуса турбины, из камеры колеса Кертиса, может быть произведен через патрубок 15 отбор пара для целей нагревания, например, конденсата, идущего для питания котлов (регенерация).

Комбинированные активно-реактивные паровые турбины в зави-

симости от условий работы могут иметь в части высокого давления не колесо Кертиса, а одну или несколько активных ступеней давления, а также состоять из колеса Кертиса в части высокого давления, нескольких активных ступеней давления в средней части и реактивных ступеней в части низкого давления.

Комбинированные турбины из-за своей надежности, повышенного к. п. д., а также и дешевизны пользуются самым широким распространением, являясь обычным типом основных турбин паросиловых установок.

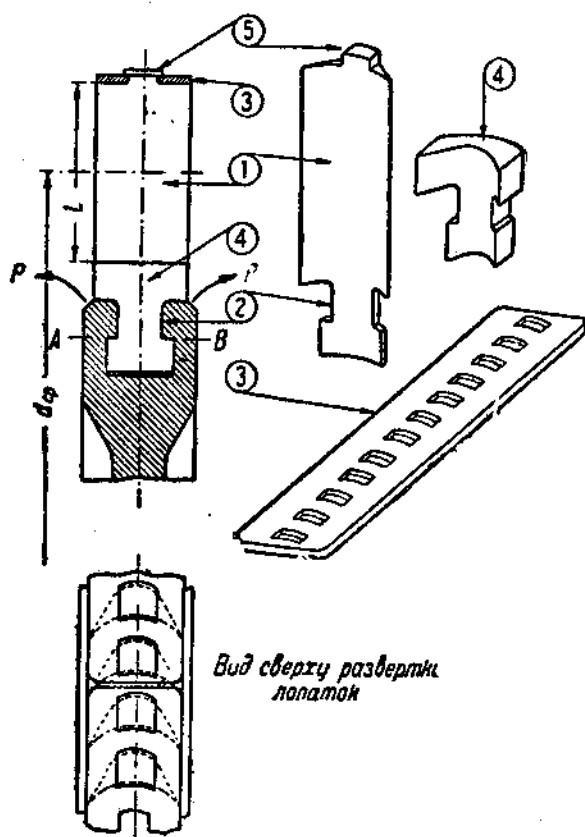
ГЛАВА II

ОСНОВЫ КОНСТРУКЦИИ ПАРОВЫХ ТУРБИН

§ 5. Ротор паровой турбины

Рабочие лопатки

Ротором паровой турбины называется вал с дисками (барабаном) и рабочими лопатками. Наиболее ответственными деталями ротора



являются рабочие лопатки, подвергающиеся обычно действию пара высокой температуры в части высокого давления и влажного пара в части низкого давления турбины; кроме того, лопатки подвержены растягивающему напряжению от действия центробежных сил и изгибающему — от давления пара. Прерывистое действие струи пара на лопатки, более резко выраженное при парциальном подводе его, вызывает вибрацию лопаток, которая может в случае резонанса повести к поломке их. Стремление к повышению к. п. д. турбин заставляет применять лопатки очень сложной формы и уменьшать за-

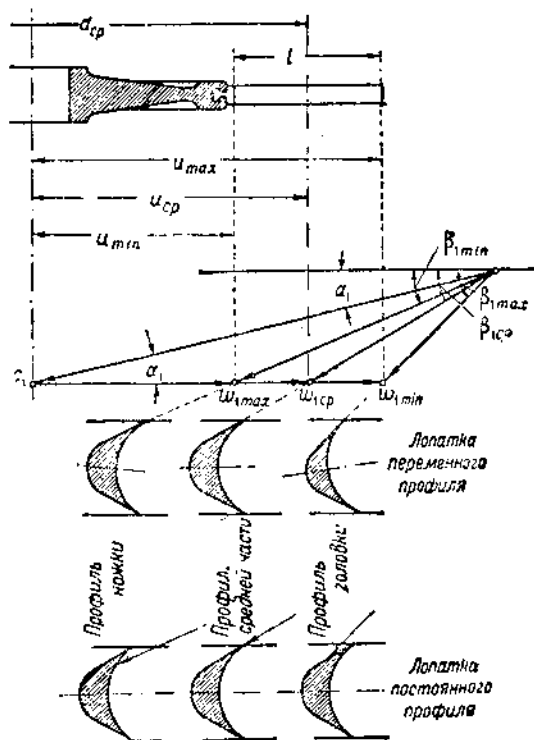
Фиг. 17. Рабочие лопатки с ordinарной Т-образной ножкой.

зоров между ними и неподвижными частями турбины, что при недостаточном жестком закреплении лопаток может повести к серьезной аварии, связанной с большим простоем турбогенератора.

Надежность турбинных лопаток в этих весьма тяжелых условиях может быть обеспечена только при хорошо продуманной конструкции, правильном выборе материала и самом тщательном расчете их.

Лопатка состоит из рабочей части 1 (фиг. 17), подвергающейся действию струи пара, выходящей из сопел, ножки 2, при помощи которой она закрепляется на диске или барабане, и бандажа 3, связывающего между собой несколько лопаток. Конструкция рабочей части лопатки должна обеспечивать по возможности безударный вход струи пара, плавное отклонение ее для лучшего преобразования кинетической энергии в механическую работу и постепенное изменение проходного сечения во избежание отрыва струи пара от поверхностей лопаток и связанных с этим завихрений.

Первое условие обеспечивается направлением начальной кромки лопатки вдоль струи пара, т. е. под углом β_1 , определяемым из треугольников скоростей.

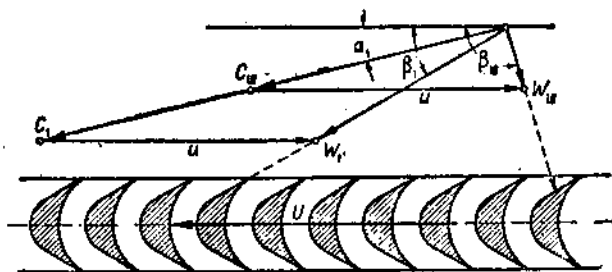


Фиг. 18. Определение входного угла рабочей лопатки.

Построение треугольников для этой цели показано на фиг. 18, в верхней части которой вычерчен в горизонтальном положении рабочий диск паровой турбины, имеющий средний диаметр венца лопаток d_{cp} и длину рабочей части лопатки l . Окружная скорость вращения отдельных частей лопатки определяется по формуле $u = \frac{\pi d n}{60}$, т. е. она будет меняться в зависимости от диаметра d , и если для середины лопатки она изображается вектором u_{cp} , то для ножки она изобразится вектором u_{min} , а для головки лопатки — вектором u_{max} .

Причерчивая к этим векторам в том же масштабе величину вектора скорости выхода пара из сопел c_1 , направленную под углом α_1 , и соединяя правый конец его с правыми концами векторов u_{min} , u_{cp} и u_{max} , мы получим относительные скорости входа

пара на лопатку $w_{1\max}$, $w_{1\text{ср}}$ и $w_{1\min}$. Углы наклона этих скоростей меняются в пределах от $\beta_{1\min}$ до $\beta_{1\max}$, т. е. для обеспечения безударного входа пара на лопатку она должна иметь переменный по длине профиль рабочей части, сечения которого показаны на фиг. 18 под треугольниками скоростей. Выполнение лопаток переменного профиля вызывает ряд затруднений технологического порядка, удорожающих производство их, поэтому обычно применяют лопатки постоянного профиля, допуская некоторый удар струи пара во внутреннюю (рабочую) часть лопатки у ножки ее и удар в спинку (выпуклую часть) лопатки у головки ее, как изображено в нижней части фиг. 18. Разность углов $\beta_{1\max} - \beta_{1\min}$ и сила связанного с этим вредного удара струи пара увеличиваются с уменьшением отношения $\frac{d_{\text{ср}}}{l}$, которое в результате опытов над турбинами не делают меньше пяти, т. е. наибольшая длина лопаток



Фиг. 19. Удар капелек воды в спинку лопаток.

постоянного профиля составляет обычно одну пятую среднего диаметра венца. У лопаток переменного профиля отношение $\frac{d_{\text{ср}}}{l}$ может быть понижено до трех, так как в этом случае при режиме работы, соответствующем расчетному, удар струи пара будет минимальным и длина лопаток лимитируется только условием прочности.

В части низкого давления современных паровых турбин пар обычно переходит из перегретого состояния во влажное, и капельки воды, увлекаемые паром, выходя из сопел с незначительной скоростью $c_{1в}$, ударяют в спинку лопаток аналогично изображенному на фиг. 19, вызывая изнашивание спинок лопаток и понижая к. п. д. турбины. Поэтому пределом влажности пара у современных паровых турбин является величина в 10—12%.

Для плавного отклонения струи пара, а также по условиям изготовления внутренняя часть лопаток активных паровых турбин очерчивается по дуге окружности, а спинка обычно образуется двумя прямыми участками и закруглением в средней части, обеспечивающим постепенное изменение ширины канала. Лопатки реактивных турбин, образующие каналы суживающегося сечения, имеют сложный профиль, изображенный на фиг. 20.

Ножка лопатки, при помощи которой она закрепляется на

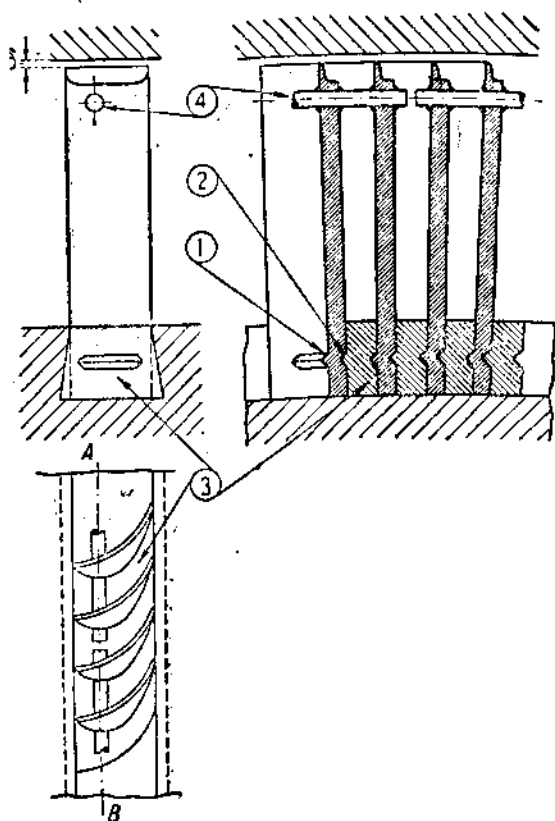
диске, имеет обычно Т-образную форму, облегчающую ее изготовление, а также и выточку канавки в диске.

Канал для прохода пара образуется помещением между лопатками промежуточных тел 4 (фиг. 17), а также покрытием лопаток ленточным бандажом 3, прикрепленным к головкам лопаток при помощи выступов 5. Ленточный бандаж не только направляет струю пара, но, связывая несколько лопаток друг с другом, увеличивает число собственных колебаний их. Во избежание температурных напряжений при прогреве и охлаждении турбины бандаж выполняется из отдельных частей длиной примерно в 10—30 см.

Основным недостатком Т-образной ножки является ослабление боковыми вырезами наиболее напряженного сечения лопатки А—В (фиг. 17). Кроме того, во время вращения ротора турбины рабочие лопатки под действием центробежной силы стремятся вырваться из обода диска, разведя его в стороны по направлению стрелок Р. Это разводящее действие лопаток заставляет конструировать обод диска достаточно широким, что при многоступенчатых типах ведет к некоторому удлинению и удорожанию турбин.

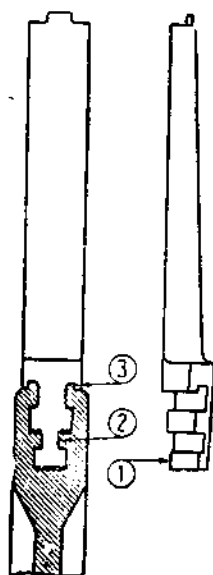
Вышеуказанные недостатки одинарной Т-образной ножки, изображенной на фиг. 17, смягчаются выполнением лопаток за одно целое с промежуточным телом 1 (фиг. 21) устройством двойной 2, а также и тройной Т-образной ножки и выполнением обода диска 3 частично входящим в ножки лопаток. Изображенная на фиг. 21 лопатка активной паровой турбины выполнена утолщающейся от головки к ножке, т. е. приближается к телу равного сопротивления действию центробежных и изгибающих сил, что понижает напряжения в ней.

Другим часто употребляемым способом закрепления лопаток на дисках является посадка их при помощи вильчатых ножек 1, скрепляемых с диском заклепками 2 (фиг. 22). Опасное сечение

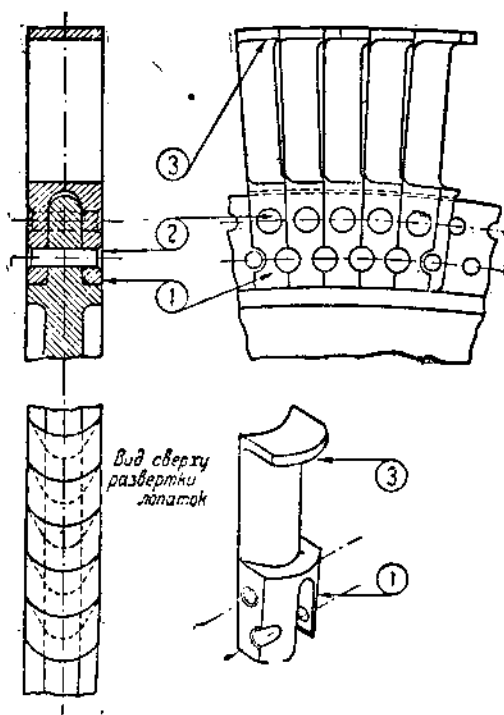


Фиг. 20. Реактивные рабочие лопатки с заостренными головками.

лопаток, выполненных за одно целое с промежуточными телами, ослаблено при этом закреплении незначительно, а разводящее действие на диск отсутствует, и обод диска имеет незначительную ширину. Бандаж у лопаток, изображенных на фиг. 22, составлен из отдельных частей 3, выполненных за одно целое с рабочей частью лопаток. Это повышает надежность, а также позволяет производить смену отдельных поврежденных при эксплуатации лопаток, облегчаемую также вильчатой посадкой их. Однако подобное выполнение бандажа не обеспечивает достаточной связи между



Фиг. 21. Рабочая лопатка с двойной Т-образной ножкой.



Фиг. 22. Рабочие лопатки с вильчатой ножкой.

головками лопаток и, таким образом, менее надежно в отношении вибраций.

Третий способ — закрепление лопаток без ослабления их — состоит в зацеплении лопаток за промежуточные тела, которые скрепляются с барабаном или диском. Подобное закрепление изображено на фиг. 20. Ножи лопаток имеют выштампованные поперечные выступы 1 с одной стороны и углубления 2 — с другой, при помощи которых они зацепляются за плотно прижатые промежуточные тела 3. Последние имеют вид ласточкиного хвоста, представляющего упрощенное ординарное Т-образное закрепление, и входят в соответствующие канавки барабана. Центробежная сила, действующая на рабочие лопатки, передается при

помощи выступов и углублений на промежуточные тела, которые связаны с барабаном. В случае значительной величины центробежной силы выступы и углубления имеют большие размеры или на каждой лопатке делают до трех пар выступов и углублений.

При этом способе закрепления вследствие сложных профилей лопаток очень трудно достигнуть полного соприкосновения выступов с углублениями и соответствующей плотности соединения; поэтому в настоящее время применение указанного закрепления ограничивается областью реактивных турбин, работающих обычно с небольшими окружными скоростями. У лопаток, изображенных на фиг. 20, ленточный бандаж заменен проволочным 4, припаянным к каждой лопатке, а головки лопаток со стороны спинок заострены. В этом случае радиальный зазор δ может быть уменьшен, так как при случайных задеваниях рабочих лопаток о корпус заостренные концы будут стираться, предохраняя лопатки от поломки.

Все вышеописанные элементарные формы отдельных частей лопаток могут, конечно, комбинироваться различным образом. Например, лопатки с Т-образной ножкой кроме ленточного бандажа могут иметь дополнительные проволочные, лопатки с вильчатой ножкой иметь наклепанный ленточный бандаж и т. д.

На этом мы и закончим рассмотрение основных конструкций рабочих лопаток, отложив более глубокое изучение их до специального отдела нашей книги, и перейдем к ознакомлению с рабочими дисками турбин.

Рабочие колеса (диски) и барабаны

Конструкция обода диска 1 (фиг. 23) определяется способом закрепления лопаток, причем в случае Т-образных ножек ширина обода больше, чем при вильчатой ножке. Сам диск 2 имеет обычно из-за условий изготовления прямолинейное очертание профиля, сопрягаемое с ободом и втулку 3 при помощи дуг окружностей.

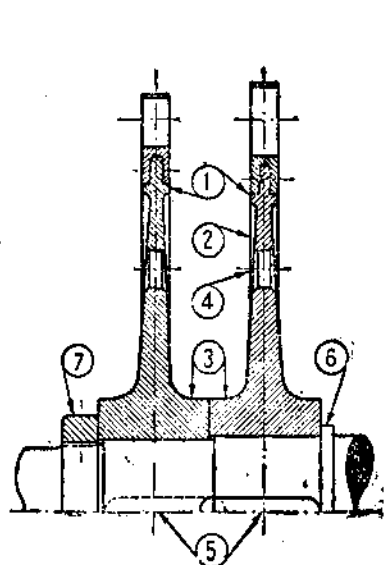
Для выравнивания давления по обе стороны дисков активных паровых турбин в них часто делают по 4—6 отверстий 4, иногда утопая в этом месте тело диска для компенсации ослабления его.

Во время работы паровой турбины диски под действием центробежных сил и температурных деформаций испытывают напряжения, стремящиеся увеличить отверстия во втулке и освободить их на валу. Для борьбы с этим явлением отверстие во втулке выполняется меньшего диаметра, чем диаметр вала, и посадка дисков производится или в горячем состоянии или путем запрессовки.

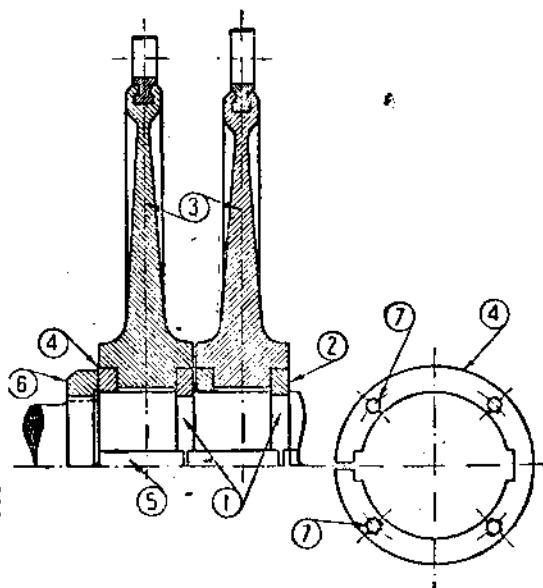
Передача крутящего момента от дисков к валу производится призматическими шпонками 5, фиксация в осевом направлении осуществляется при помощи запящника на валу 6 с одной стороны и гайки 7 — с другой.

При больших диаметрах дисков предварительные контактные напряжения между втулками и валом становятся настолько большими, что сильно затрудняют демонтаж (съемку) дисков, и от непосредственной посадки, рассмотренной на фиг. 23, переходят к посадке дисков на кольцах. Одна из подобных конструкций, изображенная на фиг. 24, состоит из вала

постоянного диаметра с канавками 1, в которые заложены разрезные кольца 2. Нагретый диск 3 сажается на кольцо 2, а в противоположную выточку втулки вводится другое разрезное кольцо 4. Диск при остывании плотно садится на оба кольца, создавая контактные напряжения, превышающие ослабление посадки от действия центробежной силы и изменений температуры ротора. Крутящий момент передается от каждого диска к валу посредством двух призматических шпонок 5, а фиксация в осевом направлении производится гайкой 6. Для съемки дисков удаляют гайку, ввин-



Фиг. 23. Непосредственная посадка дисков на вал.



Фиг. 24. Посадка дисков на кольца.

чивают отжимные болты в отверстия 7 кольца 4 и вытаскивают его из втулки.

Если при помощи отжимных болтов кольцо 4 вынуть не удастся, то оно может быть выточено. Удалив первое кольцо, диск стаскивают со второго кольца 2 и далее, сняв последнее, переходят к демонтажу следующего диска.

При малых диаметрах дисков они могут быть выточены за одно целое с валом. Подобный цельнокованный ротор, изображенный на фиг. 25, дешев, но менее прочен и, кроме того, не позволяет при авариях сменить диск. Наиболее слабым местом такого ротора является недостаточно прокованная центральная часть. Поэтому для контроля качества материала и термической обработки в нем производится осевое сверление 1, через которое может быть осмотрена внутренняя часть ротора, а высверленный металл подвергнут контрольному испытанию.

Бараны реактивных паровых турбин отковываются обычно за одно целое с валом или скрепляются с ним при помощи шпи-

лек (фиг. 13, 16 и 52). При больших окружных скоростях барабаны состояются из отдельных дисков (фиг. 53).

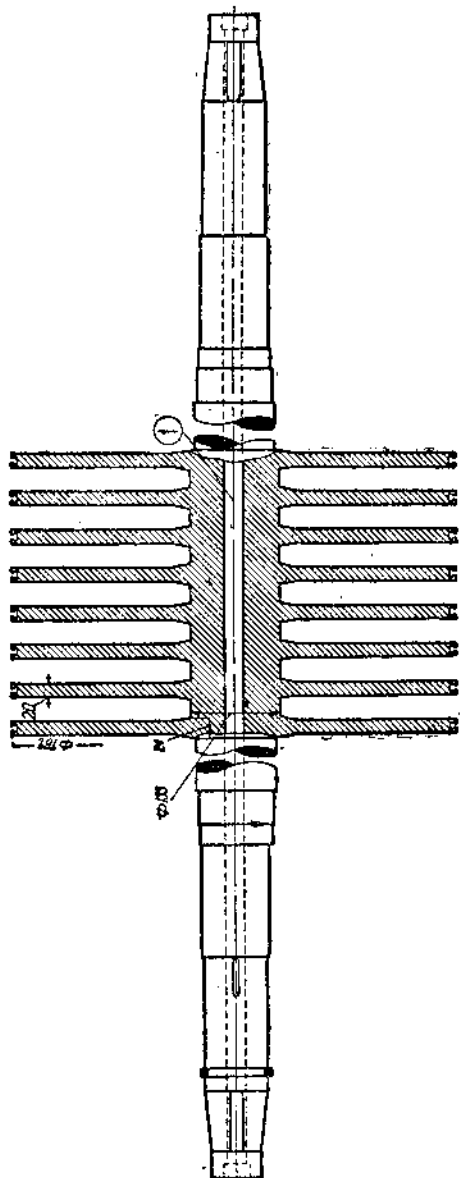
Муфты

Соединение роторов многокорпусных турбин между собой, а также с ротором потребителя мощности производится или при помощи жестких муфт, представляющих собой фланцы, одетые на концы валов, а иногда откованные за одно целое с ними (фиг. 49 и 52), или при помощи подвижных муфт обычно кулачкового типа (фиг. 51 и 53). Жесткое соединение валов позволяет поставить около муфты только один подшипник (как, например, на фиг. 49), но передает температурные расширения в осевом направлении от одного вала другому. Более сложная подвижная муфта позволяет валам иметь некоторые осевые перемещения по отношению друг к другу, но требует постановки двух подшипников.

§ 6. Статор паровой турбины

Корпус

Неподвижные части турбины, составляющие статор ее (сопла, уплотнения, подшипники), соединяются обычно с корпусом, который обеспечивает правильное положение отдельных деталей и дает направление потоку пара. При прогреве паровой турбины корпус получает значительные температурные деформации, и крепление на фундаментной плите должно обеспечивать возможность свободного перемещения отдельных его частей. Один из способов подобного крепления показан на фиг. 26. Корпус (для ясности заштрихованный) опирается на фундаментную плиту передним подшипником 1 и двумя боковыми ла-



Фиг. 25. Цельнокованный ротор

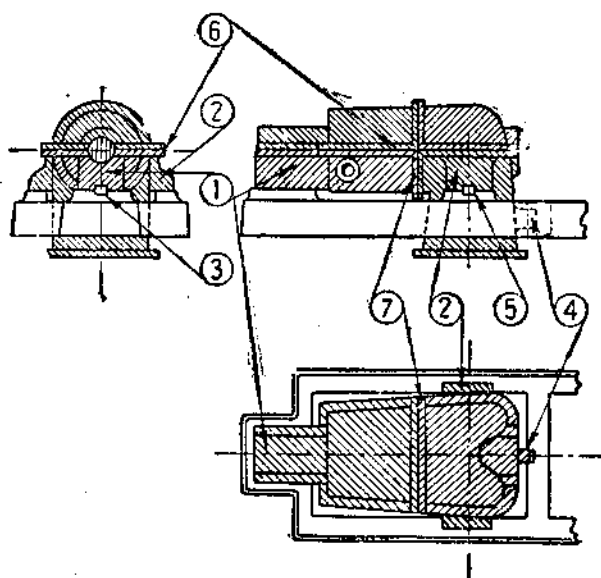
лами 2, отлитыми за одно целое с паровыпускным патрубком турбины.

Правильность положения корпуса вдоль оси паровой турбины фиксируется со стороны высокого давления шпонкой 3, заложенной между подшипником и фундаментной плитой, а со стороны низкого давления выступом 4 на паровыпускном патрубке турбины, входящим во впадину поперечной балки фундаментной рамы.

Центровка паровыпускного патрубка турбины обеспечивается также двумя шпонками 5, заложенными между лапами и фундаментной плитой.

При прогреве турбины передний подшипник перемещается влево от мертвой точки, скользя вдоль шпонки 3, а боковые лапы

корпуса перемещаются в стороны от той же точки, скользя вдоль шпонок 5. Возможность этих перемещений обеспечивается или отсутствием болтовых соединений в стыке корпуса с плитой или же зазорами под головками скрепляющих болтов. Подвижность передней части турбины требует достаточной гибкости присоединенного к ней паропровода свежего пара, достигаемой обычно несколькими выгибами его перед паровпускным клапаном.



Фиг. 26. Крепление корпуса на фундаментной плите.

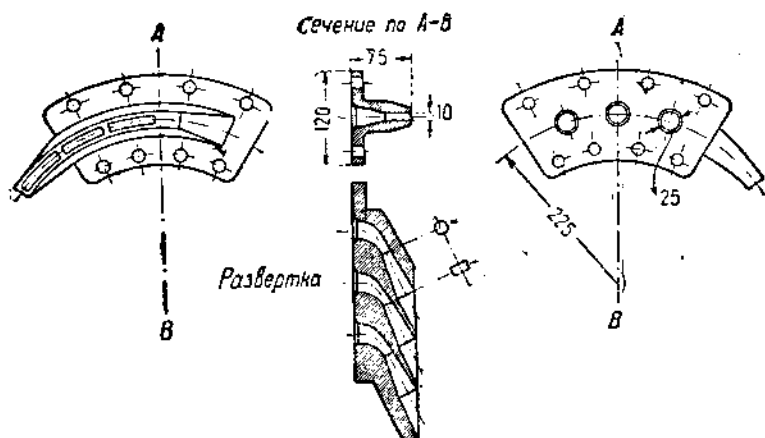
Корпус турбины изготавливается путем отливки из чугуна или стали и имеет горизонтальную плоскость разреза 6 (фиг. 26), облегчающую монтаж и ревизии турбины. Для удобства обработки, а также из условий транспортировки корпус современной турбины имеет также один или два вертикальных стыка 7, позволяющих применять различного качества материал для частей высокого и низкого давлений.

У турбин, работающих паром высокого давления, особенные затруднения доставляет обеспечение достаточной плотности фланцевых соединений, поэтому в некоторых конструкциях пробовали отказаться от горизонтального разреза и перейти на цельные корпуса, надвигаемые на вал.

Сопла

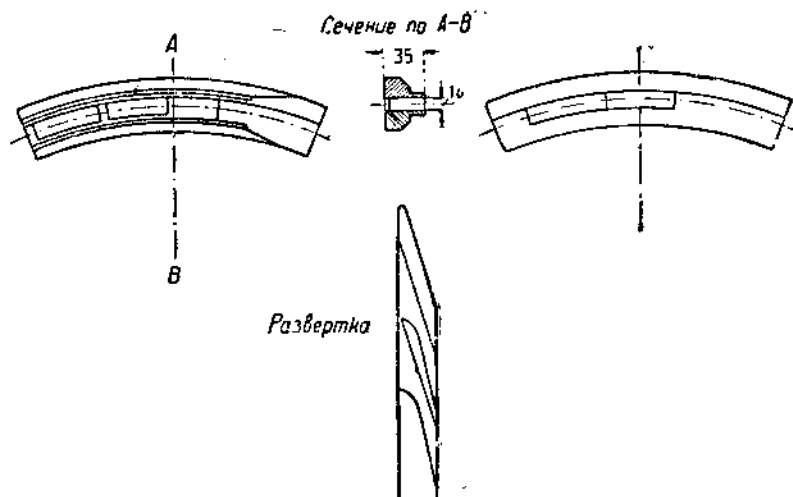
Сопла первой ступени, прикрепляемые к корпусу, изготавливаются обычно или при помощи фрезеровки или путем литья. На

фиг. 27 изображен литой сопловой сегмент, состоящий из трех сопел. Входное отверстие каждого сопла имеет круглое сечение, постепенно переходящее в выходное сечение прямоугольной формы. Такое выполнение канала сводит к минимуму вредное влияние



Фиг. 27. Сегмент литых сопел типа АЕГ.

стенок в передней части сопла, так как круглое сечение дает минимальный периметр, а хорошее заполнение рабочих лопаток обеспечивается прямоугольной формой струи пара, выходящей из сопла. Литые каналы, несмотря на некоторую механическую обработку,



Фиг. 28. Сегмент фрезерованных сопел типа ББЦ.

имеют шероховатые стенки; кроме того, при изготовлении сопел возможны неточности в размерах и углах наклона их. Эти недостатки отсутствуют у обычно употребляемых фрезерованных сопел, одна из конструкций которых показана на фиг. 28.

Для возможности обработки сопловой сегмент имеет разъем

по цилиндрической поверхности верхних стенок каналов. Для удешевления фрезеровки каналы по всей длине имеют прямоугольные сечения и по возможности прямолинейные очертания боковых стенок.

Более рациональную форму канала имеют фрезерованные сопла с разрезами в радиальных направлениях. Такие сопла, напоминающие рабочие лопатки, выфрезерованные за одно целое с промежуточными телами, применены у турбин, изображенных на фиг. 50 и 52. Обычно они применяются в диафрагмах первых ступеней, имеющих небольшую высоту проточной части (фиг. 50 и 52). При большой высоте каналов фрезеровка их становится невыгодной, и в этом случае сопла изготовляют путем заливки в диафрагмы лопаток, создающих боковые стенки каналов. Такие сопла имеет, например, в последних четырех ступенях турбина, изображенная на фиг. 50.

Уплотнения

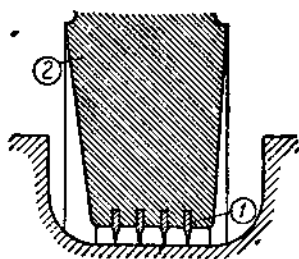
Для предохранения от перетекания пара с одной стороны диафрагмы на другую через зазоры между вращающимся валом и неподвижной диафрагмой применяют так называемые лабиринтовые уплотнения.

Эти уплотнения представляют собой ряд сужений и расширений зазора (фиг. 29). Сужения образуются гребешками 1 из мягкого металла, обычно латуни, вставляемыми в тело диафрагмы 2. Концы гребешков, направленные к валу, заострены, поэтому при вибрации вала в радиальном направлении и случайных задеваниях за гребешки они будут только несколько стачиваться.

Просачивающийся через уплотнение пар, проходя суживающуюся щель между гребешком и валом, расширяется, приобретает скорость за счет падения давления. В последующей камере значительно большего сечения скорость пара понижается, и происходит преобразование кинетической энергии струи обратно в тепловую энергию.

Давление пара остается при этом пониженным и равным примерно давлению, приобретенному паром в конце своего расширения в щели. При большом числе гребешков перепад давления, приходящийся на каждый из них, становится незначительным, а следовательно, будут невелики и скорость истечения из щели и связанная с ней утечка пара.

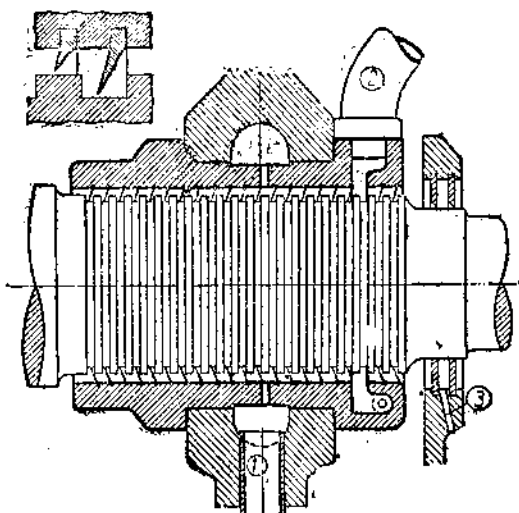
В местах выхода вала наружу, в корпусе турбины, устраиваются концевые уплотнения. Подобное уплотнение лабиринтового типа показано на фиг. 30. Для лучшего уничтожения скорости, приобретенной паром в щели лабиринта, на валу сделаны выточки, а гребешки несколько наклонены против движения пара. Пройдя мимо 23-го гребешка, пар разветвляется, и часть его по трубе 1 отводится для уплотнения от проникновения воздуха через лабиринты со стороны вакуума (см. § 2 фиг. 9, § 3 фиг. 13 и § 4 фиг. 15 и 16)



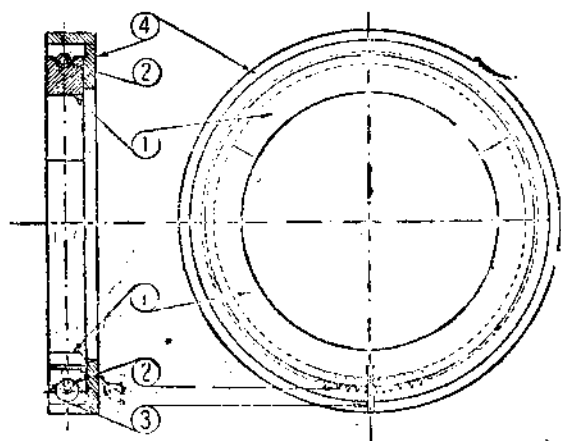
Фиг. 29. Металлическое лабиринтовое уплотнение.

или отводится в конденсатор. Остальной пар проходит мимо десяти гребешков и отводится по трубе 2 наружу. Вода, образовавшаяся при конденсации пара, отводится через отверстие 3 в дренажный трубопровод турбины.

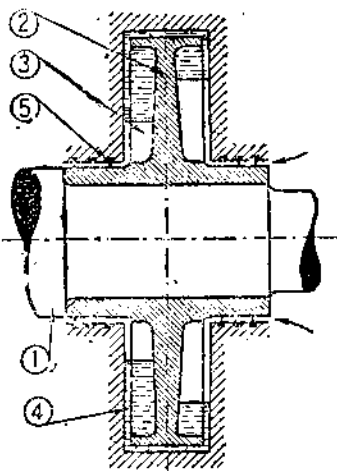
Другим типом лабиринтового уплотнения является угольное (графитовое) уплотнение. В этом уплотнении латунные гребешки заменены подвижными угольными кольцами, прилегающими к валу с минимальным зазором (см. концевые уплотнения турбины, изображенной на фиг. 50). Угольное кольцо подобного уплотнения, изображенное на фиг. 31, состоит из трех частей 1, стянутых по периферии спиральной пружиной 2. Для предотвращения кольца от проворачивания в один из стыков вставлена пластинка 3, входящая своим наружным концом в прорез неподвижной обоймы 4, плотно зажатой в корпусе. Благодаря малым



Фиг. 30. Металлическое лабиринтовое уплотнение.



Фиг. 31. Кольцо и обойма угольного уплотнения.



Фиг. 32. Схема гидравлического затвора.

зазорам между кольцами и валом угольное уплотнение сводит к минимуму утечку пара, но требует точной установки при монтаже и внимательного надзора при эксплуатации.

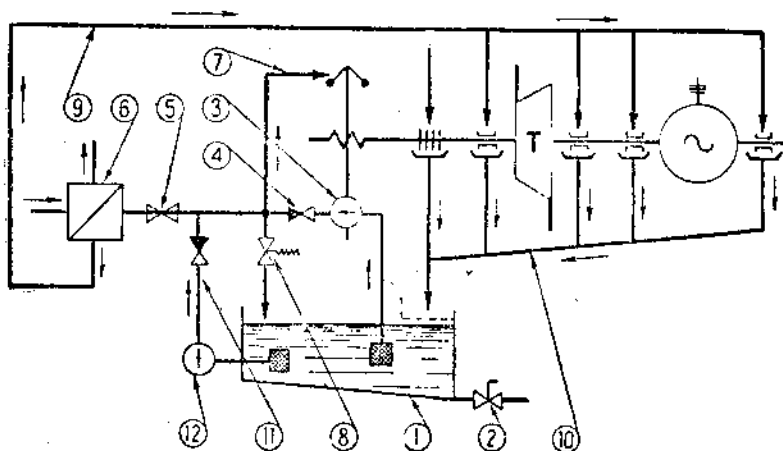
Третьим типом уплотнения является гидравлический затвор, схематически изображенный на фиг. 32.

На вал турбины 1 в месте выхода его из корпуса сажается диск 2 с лопастями 3 на боковых поверхностях. Диск входит в углубление корпуса 4, заполняемое водой. При вращении вала вода отбрасывается диском к периферии и располагается в виде кольца, совершенно уничтожая возможность утечки. Избыточное давление компенсируется разницей уровней воды по обе стороны диска. Лабиринты 5 служат для уплотнения при пуске турбины в ход. Гидравлический затвор требует затраты энергии на вращение диска и внимательного надзора при эксплуатации. Он комбинируется обычно с лабиринтовым уплотнением и воспринимает только небольшую разницу давлений.

Масляная система

Одной из наиболее ответственных частей современного турбогенератора является масляная система, схема которой изображена на фиг. 33.

Масло наливается в железный резервуар 1, расположенный со стороны подвода пара в турбину. Выпуск масла при смене его, а также периодическое удаление осадков из резервуара перед пуском турбогенератора производится через кран 2.



Фиг. 33. Схема масляной системы турбогенератора.

При работе турбины масло забирается насосом 3, состоящим из пары зубчатых колес, и нагнетается через обратный клапан 4 и дроссельный клапан 5 к маслоохладителю 6 и по трубопроводу 7 для регулирования турбогенератора. Давление масла в трубопроводе 7 устанавливается при помощи натяжения пружины перепускного клапана 8. Назначение этого масла будет объяснено в следующем параграфе при описании схем регулирования паровых турбин.

Действие зубчатого масляного насоса показано на фиг. 34. Масло засасывается из резервуара через левый патрубок насоса,

захватывается зубцами шестерен и прогоняется вдоль корпуса насоса к правому патрубку. Обратное перетекание масла через среднюю часть насоса будет невелико, так как впадины между зубцами одного колеса заняты зубцами другого.

Масло, подаваемое в холодильник 6, прогоняется мимо латунных трубок, по которым циркулирует охлаждающая вода, и при температуре $30-40^{\circ}\text{C}$ подводится трубопроводами 9 к подшипникам турбогенератора. Охладив и смазав трущиеся части подшипников, нагретое масло стекает по трубопроводам 10 в сборный резервуар 1.

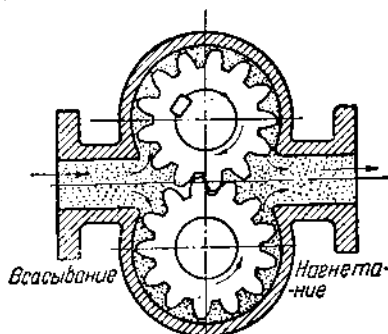
Перед пуском и при останове турбогенератора масло подается к подшипникам и регулированию через обратный клапан 11 вспомогательным насосом 12, приводимым обычно в действие одноступенчатой турбинкой.

Подшипники

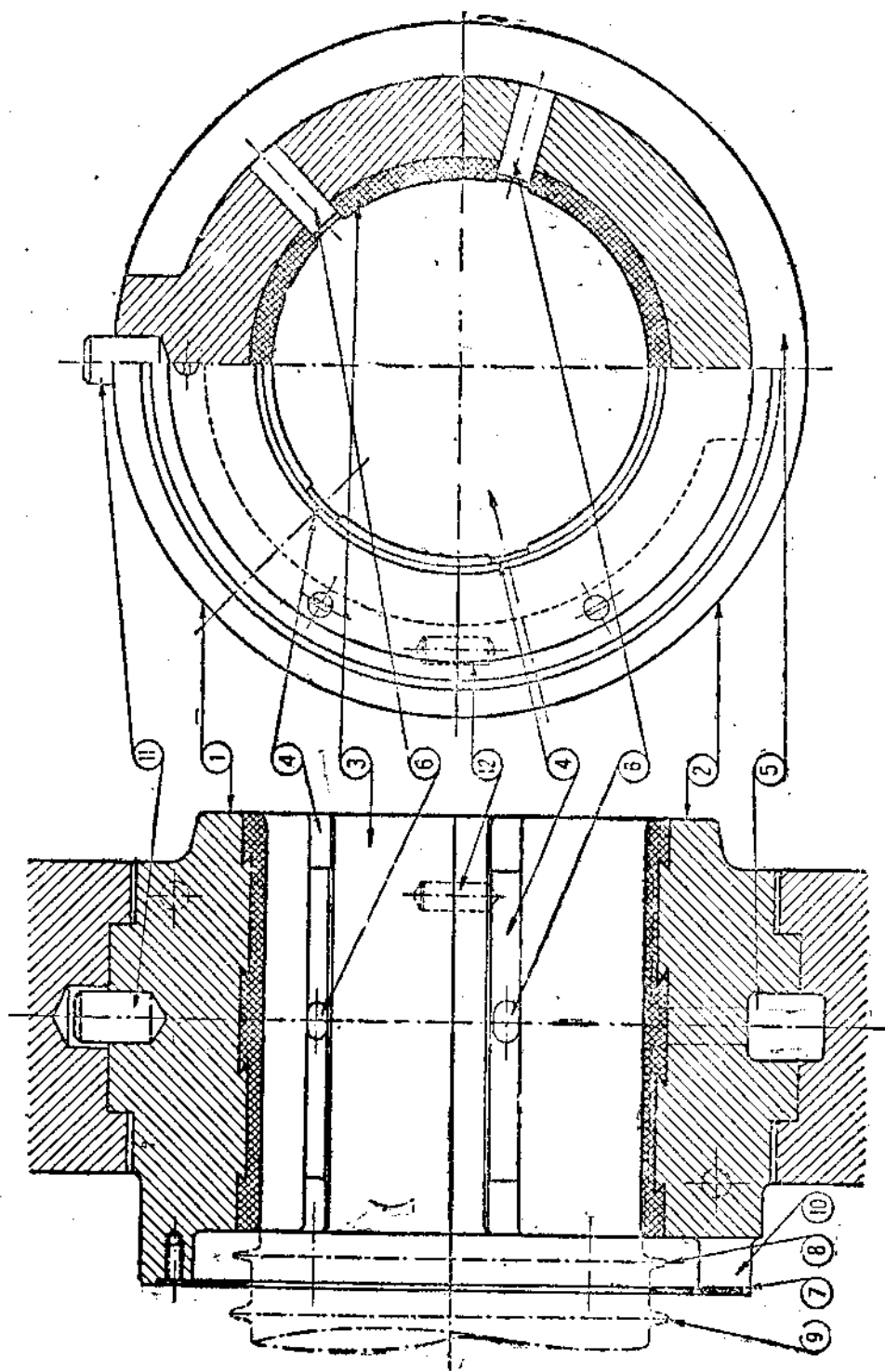
Подшипники паровых турбин разделяются на опорные, фиксирующие ротор в радиальных направлениях, и на упорные, удерживающие его от осевых сдвигов.

На фиг. 35 изображен вкладыш опорного подшипника небольшой турбины. Чугунное тело вкладыша разделяется горизонтальной плоскостью разреза на две части 1 и 2. Внутренняя поверхность вкладыша залита слоем баббита 3, в котором сделаны четыре продольные канавки для масла 4. С наружной поверхности вкладыш имеет канал 5, в который подается масло из напорного трубопровода масляной системы. Сверлениями 6 масло подводится к продольным канавкам, проходя по которым, смазывает и охлаждает вал. Диаметр расточки вкладыша всегда делается несколько больше диаметра цапфы; радиальный зазор между цапфой и вкладышем образует в нижней части подшипника клиновидно суживающуюся щель, в которую увлекается масло при вращении вала. Благодаря большому числу оборотов масло под цапфой развивает значительное давление, воспринимающее вес ротора. Вследствие этого цапфа как бы плавает в масле, и соприкосновения металлических поверхностей шейки вала и вкладыша не происходит. В этом отношении конструкция и работа турбинных подшипников подчиняются гидродинамической теории смазки, на основании которой производится и расчет подшипников.

Отработавшее масло стекает по торцевым поверхностям вкладыша во внутренние полости подшипника, откуда оно отводится в сборный резервуар турбины. Для предохранения от просачивания масла вдоль вала наружу вкладыш с левой стороны имеет латунное отражательное кольцо 7, а вал — кольцевые выступы 8 и 9. Масло, вытекающее на левую сторону подшипника, попадает на выступ 8, центробежной силой откидывается с вала на вкладыш



Фиг. 34. Схема масляного зубчатого насоса.



Фиг. 35. Подшипник с цилиндрической опорой.

и стекает через прямоугольный вырез 10 во внутреннюю полость подшипника.

В верхней части имеется штифт 11, предохраняющий вкладыш от проворачивания при случайных заеданиях вала в подшипнике. Правильность положения верхней части 1 при соединении ее с нижней 2 определяется двумя фиксирующими штифтами 12, расположенными в плоскости разъема вкладыша.

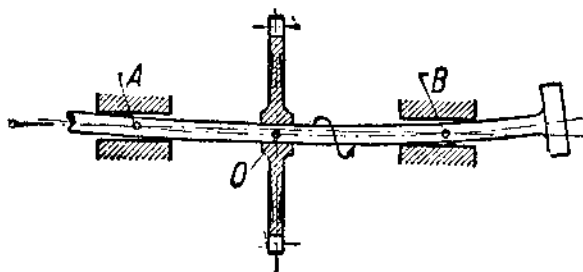
Под действием собственного веса ротор турбогенератора прогибается и, как изображено на фиг. 36, вращается не вокруг горизонтальной линии $A-B$, соединяющей центры подшипников, а вокруг статической линии прогиба ротора AOB , и следовательно, параллельности между шейкой вала и вкладышем не будет.

Слой масла между трущимися частями будет иметь клиновидную по длине подшипника форму, что может при вибрациях вала повести к непосредственному соприкосновению шейки с вкладышем и расплавление баббита.

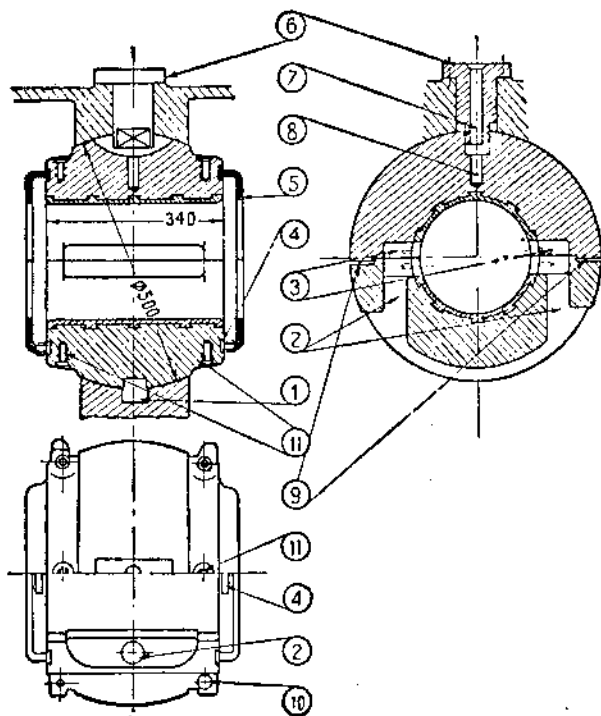
В этом отношении более рациональными являются конструкции вкладышей с шаровыми опорами.

При монтаже турбины рабочая поверхность такого вкладыша автоматически расположится параллельно шейке вала, и во время вращения ротора слой масла в подшипнике будет иметь примерно одинаковую толщину по всей длине подшипника.

На фиг. 37 изображен подобный вкладыш турбины крупной мощности. Масло подводится в канал 1 и отверстиями 2 подается к продольным канавкам 3. Вал при своем вращении захватывает

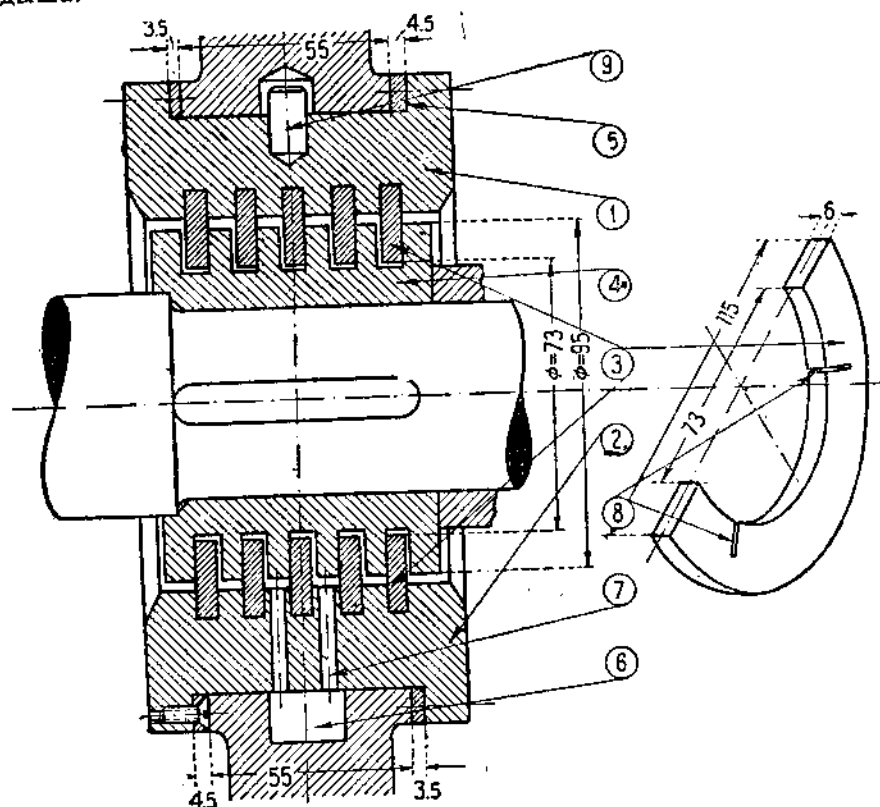


Фиг. 36. Расположение вала турбины во вкладышах с цилиндрическими опорами



Фиг. 37. Подшипник с шаровой опорой.

масло из канавок и увлекает его в зазор между трущимися поверхностями. Отрабатывшее масло стекает по торцевым поверхностям вкладыша и отводится в корпус подшипника через отверстия 4. Распространению масла вдоль вала препятствуют отражательные кольца 5. Для обеспечения вкладышу возможности расположиться параллельно шейке вала втулка 6, предохраняющая от проворачивания, имеет в нижней своей части прямоугольную форму и свободно входит в соответствующую канавку в верхней части вкладыша.



Фиг. 38. Гребенчатый упорный подшипник.

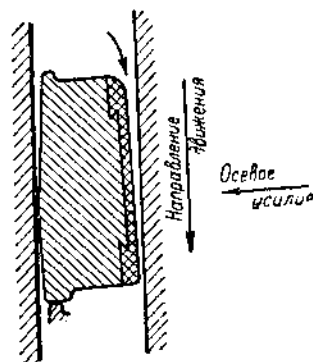
Для наблюдения за температурой подшипника втулка имеет сквозное отверстие 7, а вкладыш — углубление 8, в которые вставляется термометр.

Фиксация половин вкладыша по отношению друг к другу производится при помощи выступов 9 и точеного болта, вставляемого в отверстие 10. Отверстия с резьбой 11 служат для ввертывания колец, облегчающих подъем половинок вкладыша.

Упорные подшипники в паровых турбинах применяются двух типов: гребенчатые и системы Мичеля. На фиг. 38 изображен гребенчатый упорный подшипник небольшой активной турбины.

Вкладыш подшипника разделен горизонтальной плоскостью разреза на две симметричные части 1 и 2, во внутренние полости которых вставлены бронзовые полукольца 3. Сидящая на валу гребенчатая втулка 4 передает осевое давление от ротора турбины полукольцам вкладыша, причем усилия, направленные в правую сторону, воспринимаются нижними полукольцами, а усилия, направленные влево, — верхними. Осевые зазоры между втулкой и полукольцами устанавливаются при помощи бронзовых прокладок 5, привернутых к вкладышу. Масло подводится к кольцевому каналу 6, откуда пятью парами сверлений 7 подается в зазоры между гребенчатой втулкой и полукольцами.

Для лучшего охлаждения и смазки подшипника полукольца имеют пропилы 8, облегчающие подвод масла к трущимся поверхностям. Предохранение вкладыша от проворачивания производится при помощи штифта 9, вставляемого в верхнюю часть вкладыша.



Фиг. 39. Рабочее положение колодки упорного подшипника типа Мичеля.

Для передачи значительных осевых усилий часто употребляются упорные подшипники типа Мичеля. Эти подшипники также конструируются на основе гидродинамической теории смазки и состоят из ряда колодок (секторов), которые во время вращения гребня располагаются наклонно по отношению к подвижной поверхности, как показано на фиг. 39. Подводимое к подшипнику масло попадает в образовавшуюся клиновидную щель, как бы прилипает к подвижной поверхности, и развивает значительное давление, препятствующее соприкосновению металлических поверхностей гребня и колодок.

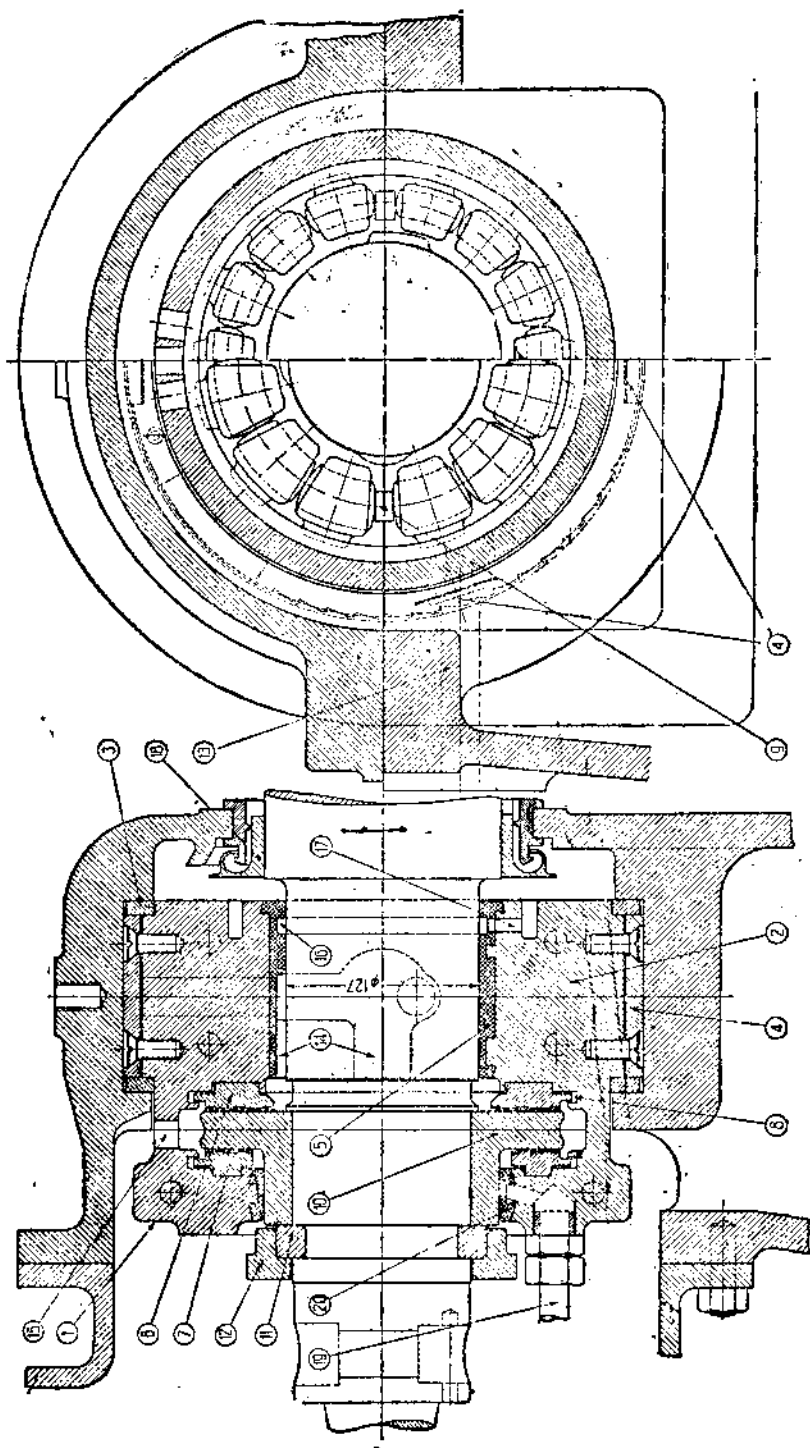
При проектировании упорных подшипников типа Мичеля удельное давление на колодки допускается в $20-25 \text{ кг/см}^2$, однако оно может повышаться, как показали лабораторные опыты, до 500 кг/см^2 без какого-либо вреда для подшипника. При действительных условиях работы этих подшипников приходится считаться с неравномерным распределением давления между колодками, а также с ударной нагрузкой, возникающей при вибрации ротора, и возможностью непосредственного соприкосновения гребня с колодками.

Подобное соприкосновение металлических частей ведет к выплавлению баббита с рабочей поверхности колодки и осевому сдвигу ротора.

Так как минимальные осевые зазоры между ротором и статором турбин обычно равны 2 мм , то слой баббита на колодках делается толщиной в $1\frac{1}{2} \text{ мм}$, что обеспечивает $0,5\text{-мм}$ осевой зазор даже при полном выплавлении баббита.

На фиг. 40 изображен комбинированный опорно-упорный подшипник, спроектированный на основе гидродинамической теории смазки.

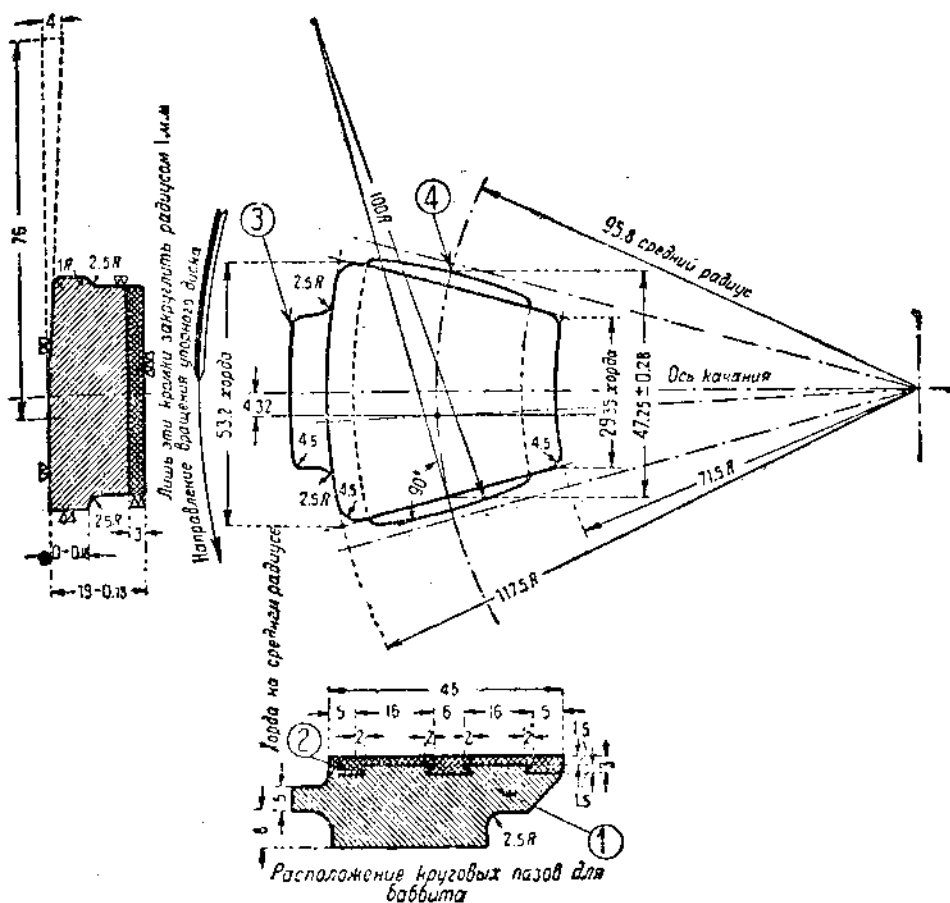
Комбинация опорного и упорного подшипников в одном блоке



Фиг. 40. Комбинированный опорно-упорный подшипник.

уменьшает вредные изгибающие усилия, возникающие в вале при неравномерном распределении нагрузки между колодками, и повышает надежность работы турбины.

Вкладыш подшипника (фиг. 40) горизонтальной плоскостью разреза разделяется на две части 1 и 2, положение которых в осевом направлении определяется кольцами (прокладками) 3, а положение горизонтальной оси определяется подуш-



Фиг. 41. Колодка упорного подшипника типа Мичеля.

ками 4. Внутренняя поверхность опорного подшипника залита слоем баббита 5, удерживаемого во вкладыше при помощи канавок в виде ласточкиного хвоста. В левой части вкладыша расположены колодки 6, воспринимающие осевые усилия, направленные вправо, и меньшие по размеру колодки 7, воспринимающие усилия, направленные в левую сторону. Правая колодка 6 изображена отдельно на фиг. 41 и представляет бронзовый сектор 1 с полутора миллиметровым слоем баббита 2 на рабочей поверхности. Ось качания колодки смещена согласно гидродинамической теории

смазки вперед от оси симметрии по направлению вращения упорного гребня (в данном случае на 4,32 мм). Выступ 3, свободно входящий в соответствующую выточку 8 (фиг. 40), удерживает колодку при монтаже подшипника, а при помощи скругленных выступов 4 колодки упираются друг в друга. От проворачивания колодки предохраняются стопорными пластинками 9, расположенными в горизонтальной плоскости разъема вкладыша (фиг. 40).

Упорный гребень 10 удерживается на валу при помощи разрезанного пополам кольца 11 и стяжного кольца 12.

Масло подается к подшипнику по каналу 13 и канавками 14 направляется к правым колодкам 6. Упорным гребнем 10 масло отбрасывается к периферии и выходит из вкладыша через отверстия 15. Масло, вытекающее с правой стороны опорного подшипника, перехватывается канавкой 16 и каналом 17 отводится из вкладыша. Просачивание масла из корпуса подшипника вдоль вала уничтожается при помощи отражательного кольца 18. Подвод масла к левым колодкам 7 производится по трубе 19, а просачивание вдоль вала уменьшается баббитовой заливкой 20.

Конструкции употребляемых в настоящее время упорных подшипников Мичеля весьма разнообразны, причем в некоторых из них обращено особое внимание на равномерное распределение давления между колодками, выполняемыми из бронзы без баббитовой заливки.

§ 7. Регулирование паровых турбин

Задачей регулирования паровой турбины является поддержание равенства между мощностью, развиваемой турбиной, и ее нагрузкой, создаваемой потребителем механической энергии, например, электрическим генератором.

В большинстве случаев регулирование осуществляется при помощи центробежного регулятора, приводимого во вращение от вала турбины. Центробежный регулятор обычно не обладает достаточной силой для перестановки регулирующих клапанов турбины, и приходится прибегать к особым вспомогательным устройствам, называемым сервомоторами.

Дроссельное регулирование

Простейшая схема такого регулирования изображена на фиг. 42. Вал турбины 1 при помощи червячной передачи 2 связан с вертикальным валом центробежного регулятора 3. На нижний конец вала регулятора насажено одно из зубчатых колес шестеренного насоса 4, засасывающего масло из резервуара и подающего его по трубопроводу 5 к холодильнику и далее к подшипникам турбогенератора и по трубопроводу 6 к сервомотору регулирования. Сервомотор состоит из цилиндра 7 с находящимся внутри его поршнем 8, посаженным на шпindel двухседельного регулирующего клапана 9.

Верхняя и нижняя полости цилиндра связаны каналами с золотниковой коробкой сервомотора. Находящийся в ней цилиндриче-

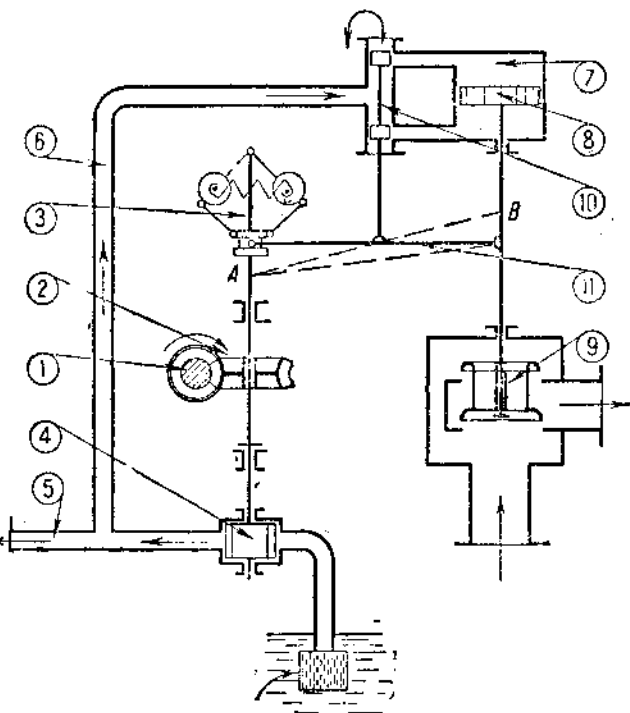
ский золотник 10 закрывает подвод масла к каналам из напорного маслопровода 6.

Если, например, передвинуть золотник несколько вниз, то масло сможет проникнуть через нижний канал под поршень сервомотора и вызовет перемещение его вверх, а следовательно, и открывание регулирующего клапана 9. Масло, находящееся над поршнем 8, будет в это время сливаться в масляный резервуар через верхний канал, соединяющий цилиндр сервомотора с золотниковой коробкой.

Перемещение поршня вверх будет происходить до тех пор, пока золотник не займет своего среднего положения, при котором прекращаются подвод масла в нижнюю полость цилиндра и отвод масла из верхней полости. Перемещение золотника 10, а следовательно, и открывание или закрывание регулирующего клапана 9 производится центробежным регулятором 3 при помощи горизонтального рычага 11, правый конец которого шарнирно соединен со штоком клапана.

Разберем действие схемы при увеличившейся нагрузке турбины. В этом случае число оборотов агрегата понижается, центробежная сила грузов регулятора падает, и они под действием пружины будут сближаться, опуская муфту регулятора. Левый конец горизонтального рычага 11, опускаясь, потянет вниз золотник сервомотора, и масло пойдет в нижнюю полость цилиндра. Регулирующий клапан будет подниматься, увеличивая подвод пара к турбине. Подъем клапана будет происходить до тех пор, пока горизонтальный рычаг не займет места, при котором золотник придет в свое среднее положение и закроет подвод масла в цилиндр. В связи с увеличением подвода пара к турбине развиваемая ею мощность повысится, но число оборотов останется пониженным.

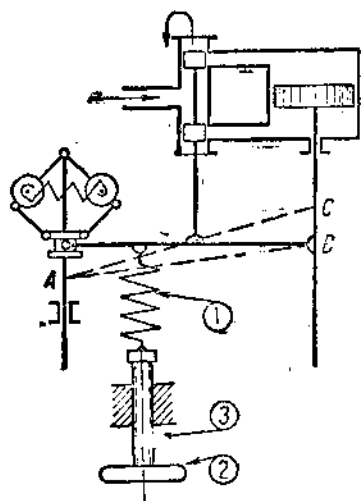
При уменьшении нагрузки турбины действие схемы будет обратным рассмотренному, и число оборотов после выравнивания мощности останется повышенным.



Фиг. 42. Схема дроссельного регулирования.

Изменение числа оборотов турбогенератора производится особыми приспособлениями, схемы которых описаны ниже (фиг. 43—45).

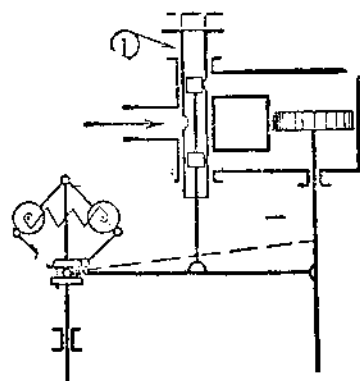
Эти же приспособления служат для включения турбогенератора на параллельную работу с другим альтернатором или с сетью переменного тока, когда необходима полная синхронизация, т. е. совпадение напряжения по величине, фазе, частоте и порядку чередования фаз. Распределение нагрузки между параллельно работающими турбогенераторами переменного тока производится также при помощи приспособления для изменения числа оборотов турбины.



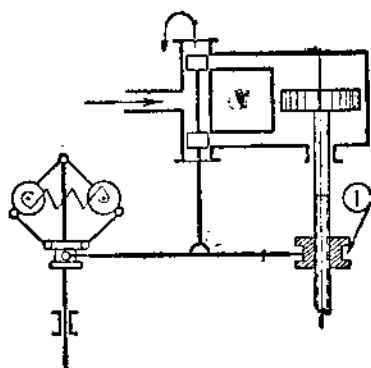
Фиг. 43. Схема изменения числа оборотов натяжением пружины.

На фиг. 43 изображена схема изменения числа оборотов натяжением пружины 1, присоединенной к горизонтальному рычагу. Если при помощи маховичка 2 вывертывать винт 3 из гайки, то натяжение пружины 1 будет увеличиваться, и горизонтальный рычаг займет положение АВ.

Золотник при этом опустится и откроет доступ масла в нижнюю полость сервомотора. Поршень будет приподниматься до тех пор, пока горизонтальный рычаг не займет положения АС и золотник не придет в свое среднее положение. В связи с подъемом поршня регулирующий



Фиг. 44. Схема изменения числа оборотов перемещением втулки золотника.



Фиг. 45. Схема изменения числа оборотов перемещением шарнирного соединения со штоком.

клапан откроется, в турбину будет поступать большее количество пара, и число оборотов увеличится.

Вращение маховичка 2 можно производить от руки или при помощи электромотора, управляемого со щита станции.

При другом способе изменения числа оборотов турбины, изо-

образенном на фиг. 44, золотниковая втулка 1 делается подвижной. При подъеме втулки открывается подвод масла под поршень сервомотора, и число оборотов турбины будет увеличиваться.

Третий способ, изображенный на фиг. 45, состоит в перемещении по штоку клапана правого конца горизонтального рычага. Если при помощи вращения гайки 1 опустить этот конец рычага, то золотник также опустится и откроет нижнее отверстие для подвода масла к цилиндру, что вызовет подъем клапана и увеличение числа оборотов турбины.

При перемещении механизмов, изображенных на фиг. 43—45, в обратную сторону будут происходить закрывание регулирующего клапана и понижение числа оборотов.

Привод от электромотора применяется, конечно, не только в случае первой схемы, но также и при других способах, давая возможность управления турбогенераторами на расстоянии.

Рассмотренное на фиг. 42 регулирование, имеющее только один клапан, называется дроссельным, так как при небольших нагрузках турбины клапан открыт на небольшую величину и вызывает значительное мятие пара.

Сопловое регулирование

Для уменьшения дросселирования пара и увеличения к. п. д. турбины при частичной нагрузке применяют сопловое регулирование, при котором сопла первой ступени разбиты на несколько групп и подвод пара к ним регулируется несколькими клапанами.

Схема одного из подобных регулирований изображена на фиг. 46.

Шток регулирующих клапанов имеет конические втулки 1—3, которые при движении вверх последовательно захватывают и открывают двухседельные клапаны 4—6. Плотность посадки клапанов на седле обеспечивается кроме веса разностью давлений пара на клапан, так как диаметр верхнего седла больше диаметра нижнего седла.

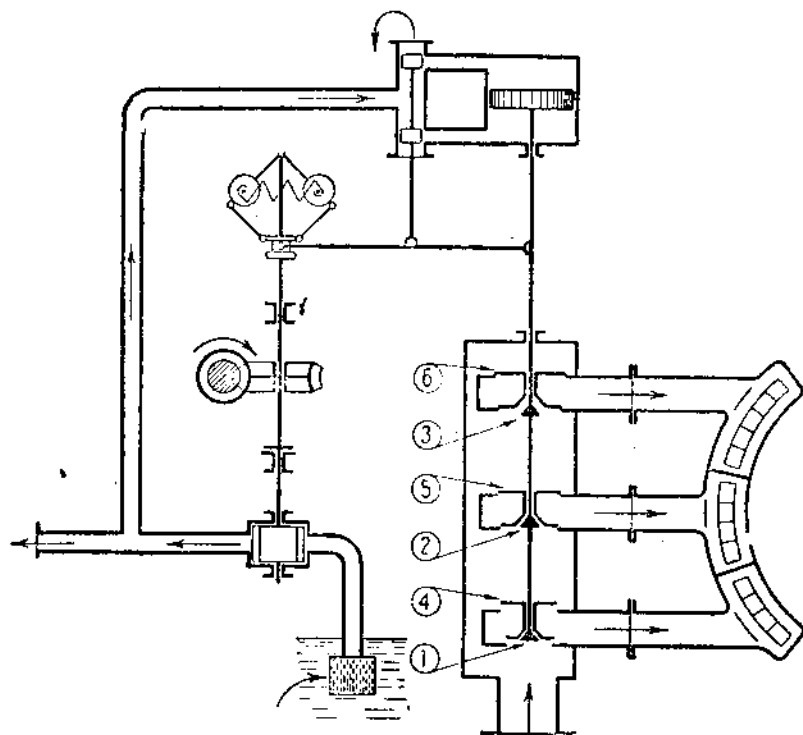
В положении, изображенном на схеме, шток поднял клапан 4 и открыл доступ пара к первой группе сопел. При дальнейшем подъеме штока будет открываться клапан 5, и только после значительного открытия клапана 5 коническая втулка 3 захватит клапан 6 и откроет доступ пара к третьей группе сопел. Такое последовательное открывание клапанов уменьшает потери от мятия пара, так как, например, при неполном открытии клапана 6 будет дросселироваться только небольшая часть пара, проходящего через этот клапан, в то время как большее количество пара, подводимое к первой и второй группам сопел при проходе через полностью открытые клапаны 4 и 5, дросселироваться почти не будет.

Перегрузка турбины, т. е. получение максимальной мощности, производится путем подвода пара через дополнительные сопла первой ступени или впуском добавочного пара в промежуточные ступени турбины через особые клапаны, называемые байпассами.

Скоростной выключатель

Неисправность регулирования турбины, например, заедание клапанов, может вызвать при понижении нагрузки значительное возрастание числа оборотов и серьезную аварию турбогенератора. Поэтому паровые турбины снабжаются так называемыми скоростными выключателями, автоматически прекращающими подвод пара при повышении числа оборотов на $10-15\%$

$$n_{\max} = (1,1 \div 1,15) n_{\text{ном.}}$$



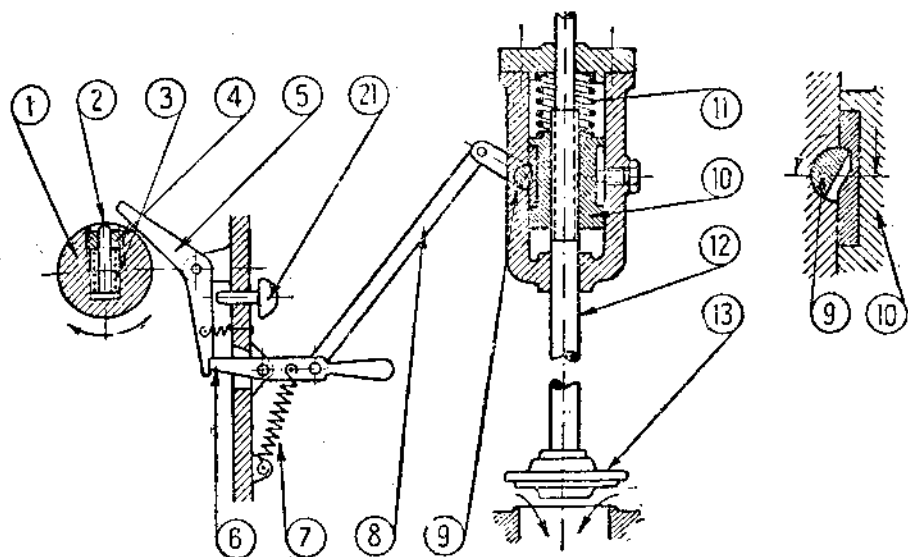
Фиг. 46. Схема соплового регулирования.

Схема подобного выключателя показана на фиг. 47. Вал паровой турбины 1 имеет углубление, в которое заложен штифт 2. Центр тяжести штифта смещен по отношению к оси вала таким образом, что центробежная сила, развиваемая при вращении ротора турбины, стремится выдвинуть штифт из углубления. Перемещению штифта в углублении препятствует пружина 3, сила сжатия которой отрегулирована при помощи гайки 4.

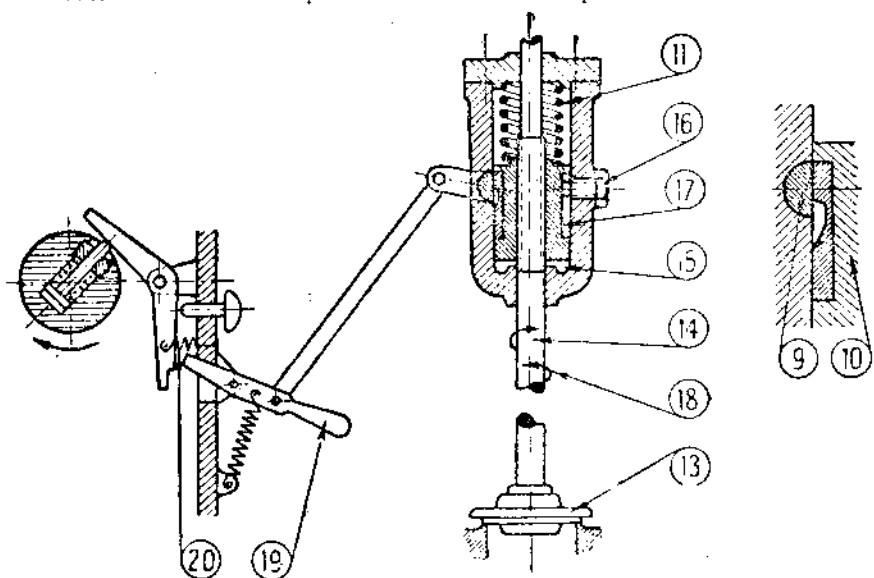
Центробежная сила штифта, возрастающая с повышением числа оборотов, преодолевает при заданном $n_{\max}$ силу сжатия пружины, и штифт выбрасывается из углубления.

Ударом по верхней части углового рычага 5 штифт поворачивает его по направлению часовой стрелки и выводит из зацепления с горизонтальным рычагом 6. Под действием растянутой пружины

жины 7 горизонтальный рычаг тянет вниз штангу 8 и поворачи-
вает полуось 9. Освобожденная гайка 10 под действием пружины 11
опускается вниз и, увлекая за собой шток 12, закрывает паро-



Фиг. 47. Механизм скоростного выключателя в рабочем положении.



Фиг. 48. Механизм скоростного выключателя в момент закрывания клапана.

впускной (пусковой) клапан 13. Положение механизма в этот момент
показано на фиг. 48.

Открыть паровпускной клапан 13 при положении рычагов, изо-
браженном на фиг. 48, нельзя, так как при вращении шпинделя по

направлению стрелки 14 и правой резьбе на нем гайка будет под действием пружины 11 опускаться до упора в плоскость 15, после чего вращение шпинделя по направлению стрелки 14 окажется невозможным. От вращения в корпусе гайка предохраняется винтом 16, входящим в шпоночную канавку 17.

Для приведения механизма скоростного выключателя в рабочее состояние и открывания паровпускного клапана нужно путем вращения шпинделя по направлению стрелки 18 поднять гайку 10 в положение, изображенное на фиг. 47, и рукояткой 19 завести полуось в углубление гайки.

В это время угловой рычаг 5 под действием пружинки 20 автоматически придет в положение, изображенное на фиг. 47. Теперь вращением шпинделя по направлению стрелки 14 можно поднять клапан 13 и открыть доступ пара в турбину. Гайка 10 не может при этом опускаться, так как удерживается полуосью 9. Мгновенное закрывание пускового клапана можно также произвести вручную нажатием кнопки 21.

§ 8. Конструкции паровых турбин

Активная однодисковая турбина с двумя ступенями скорости типа АЕГ

(Allgemeine Elektrizitäts-Gesellschaft, Berlin)

На фиг. 49 изображена активная турбина с противодавлением, имеющая диск Кертиса 1 с двумя ступенями скорости. При помощи конической втулки 2 диск закреплен на валу турбины 3, соединенном с валом генератора 4 при помощи жесткой муфты 5, фланцы которой откованы за одно целое с валами.

Применение жесткой муфты позволило сделать подципник 6 общим для турбины и генератора, удешевив этим турбогенератор, но усложнив, однако, монтаж его. Конструкция опорных подшипников 6 и 7 была подробно разобрана в § 6.

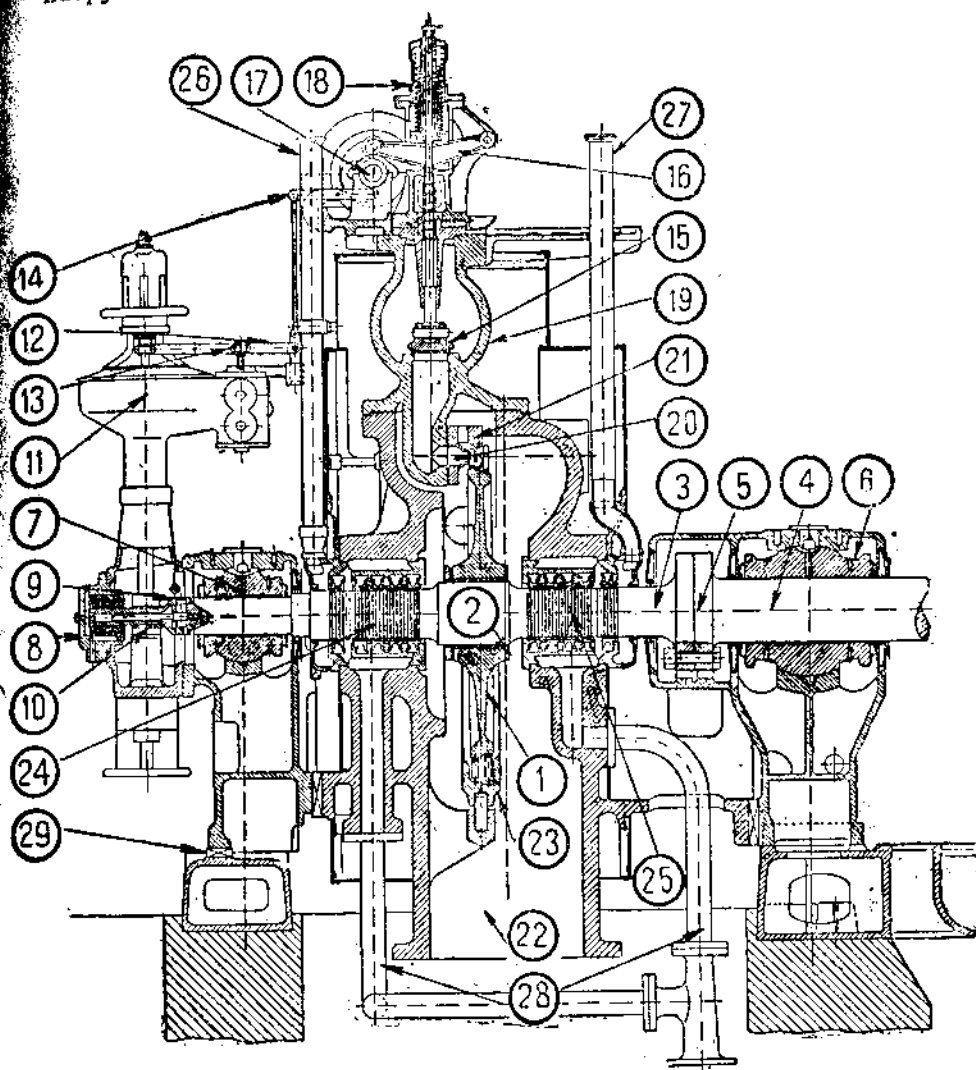
Упорный подшипник 8 — гребенчатый в связи с незначительностью осевых давлений на ротор. Рядом с ним помещаются скоростной выключатель 9 и червяк 10, передающий вращение вертикальному валу центробежного регулятора 11. Горизонтальный рычаг регулятора 12 соединен при помощи шарнира 13 с золотником сервомотора. Приведение золотника в среднее положение производится при помощи передачи 14.

Регулирование турбины — сопловое, имеющее несколько односедельных клапанов 15, открываемых рычагами 16, левые концы которых приподнимаются при помощи кулачных шайб, посаженных на вал сервомотора 17. Закрывание клапанов производится пружинами 18.

Свежий пар, подводимый к коробке 19, пройдя регулирующие клапаны, поступает в литые сопла 20. В соплах потенциальная тепловая энергия пара превращается в кинетическую, и струя со значительной скоростью поступает на первый ряд рабочих лопаток турбины. Изменяя направление своего движения, пар давит на рабочие лопатки, заставляя ротор вращаться. К соплам турбины привернут направляющий аппарат 21, в котором пар изменяет на-

правление своего движения и поступает далее на второй ряд рабочих лопаток диска.

По выходе с рабочего колеса, пар направляется вниз и через патрубок 22 выводится из турбины.



Фиг. 49. Активная однодисковая турбина с двумя ступенями скорости (тип. АЕГ).

Рабочие лопатки в нижней части корпуса охватываются желобом 23, уменьшающим завихривание пара при вращении колеса (вентиляционные потери). В местах выхода вала из корпуса турбины поставлены лабиринтные уплотнения 24 и 25, уменьшающие утечку пара. Во избежание конденсации просачивающегося наружу пара на металлических деталях турбогенератора он отводится от уплотнений

высокими „вестовыми“ трубами 26 и 27. Кроме того, пар отводится, а иногда даже отсасывается из лабиринтовых уплотнений по трубам 28. Корпус турбины привернут к подшипникам, из которых задний является мертвой точкой турбины, а передний может перемещаться по шпонке 29.

Активная турбина со ступенями давления типа Вумар

(Waggon-und Maschinenbau Aktiengesellschaft, Görlitz)

На фиг. 50 (в конце книги) изображена турбина с противодействием мощностью 5000 квт, состоящая из девяти активных ступеней давления. Большой диаметр первого диска позволяет использовать в первой ступени значительный теплоперепад и понизить температуру и давление пара в корпусе турбины.

Регулирование турбины — сопловое, и использование большого теплоперепада в первой ступени повышает экономичность турбогенератора при частичных нагрузках. За первым диском имеется большой осевой зазор, позволяющий пару, вышедшему с рабочих лопаток первой ступени, распространяться по всей окружности первой диафрагмы. Осевые зазоры между рабочими лопатками и последующими соплами остальных ступеней сведены к минимуму, определяемому осевым перемещением ротора по отношению к статору при прогревании турбины.

Сопла первых пяти ступеней давления фрезерованные, а у остальных выполнены при помощи заливки лопаток в тело диафрагм.

Колоколообразная форма диафрагм повышает прочность и жесткость их по отношению к разнице давлений пара по обе стороны диафрагмы. Значительный перепад давления во второй ступени заставил сконструировать первую диафрагму с большой выпуклостью и применить в месте прохода вала промежуточное лабиринтовое уплотнение, имеющее шесть гребней, в то время как у остальных более плоских диафрагм поставлено по три гребня. Все диафрагмы вставлены в корпус с радиальным зазором, обеспечивающим температурные расширения их при прогреве турбины. Уплотнение каждого зазора производится при помощи двух проволок из мягкого железа или клингеритовых шнуров.

Корпус турбины кроме горизонтальной плоскости разъема имеет вертикальный стык у паровыпускного патрубка.

К нижним частям паровпускного канала и камеры первой ступени присоединены дренажные трубки, отводящие из корпуса воду при прогреве турбины. Корпус привернут при помощи фланцев к подшипникам, причем задний является мертвой точкой, а передний может перемещаться вдоль оси турбины по направляющей шпонке. Вкладыш переднего подшипника комбинированный опорно-упорный. Часть, воспринимающая осевое давление, сконструирована в виде гребенчатого подшипника с десятью гребнями. Рядом с передним подшипником на валу помещены два скоростных выключателя, причем один действует на пусковой клапан, а другой — на клапаны регулирования. На переднем конце вала турбины посажен червяк, приводящий в движение вертикальный вал центробежного регулятора.

Рабочие колеса турбины непосредственно (без колец) посажены на вал, который для облегчения посадки и демонтажа сделан ступенчато-утолщающимся к середине. Посадка четырех первых дисков производится с левого конца вала, а остальных дисков — с правого. Фиксация втулок в осевом направлении осуществляется при помощи гаек. Все диски имеют сверления для уравнивания давлений пара. Посадка лопаток — при помощи ножек в виде ординарного ласточкиного хвоста. Бандажи ленточные наклепанные. Заднее концевое уплотнение имеет восемь разрезных угольных колец, стянутых пружинами. Переднее концевое уплотнение комбинированное, состоящее из металлических лабиринтов и пяти угольных колец.

Активная комбинированная турбина типа АЕГ ленинградского завода „Красный путиловец“

Фиг. 51 изображает конденсационную турбину мощностью в 3000 квт, имеющую пять ступеней давления, причем первая ступень является двухвенечным колесом Кертиса.

Свежий пар, пройдя не показанный на чертеже пусковой клапан, подводится к клапанам соплового регулирования, изображенным наверху передней части турбины. Литыми соплами пар направляется на лопатки колеса Кертиса, пройдя которые, распространяется по всей окружности первой диафрагмы. Первый диск в нижней своей части, где нет подвода пара, охватывается желобом, понижающим потери на вентилиацию.

Для уменьшения длины турбины цилиндрическая часть корпуса наполовину вставлена в паровыпускной патрубок, что связано, однако, с увеличением завихрений в верхней части патрубка.

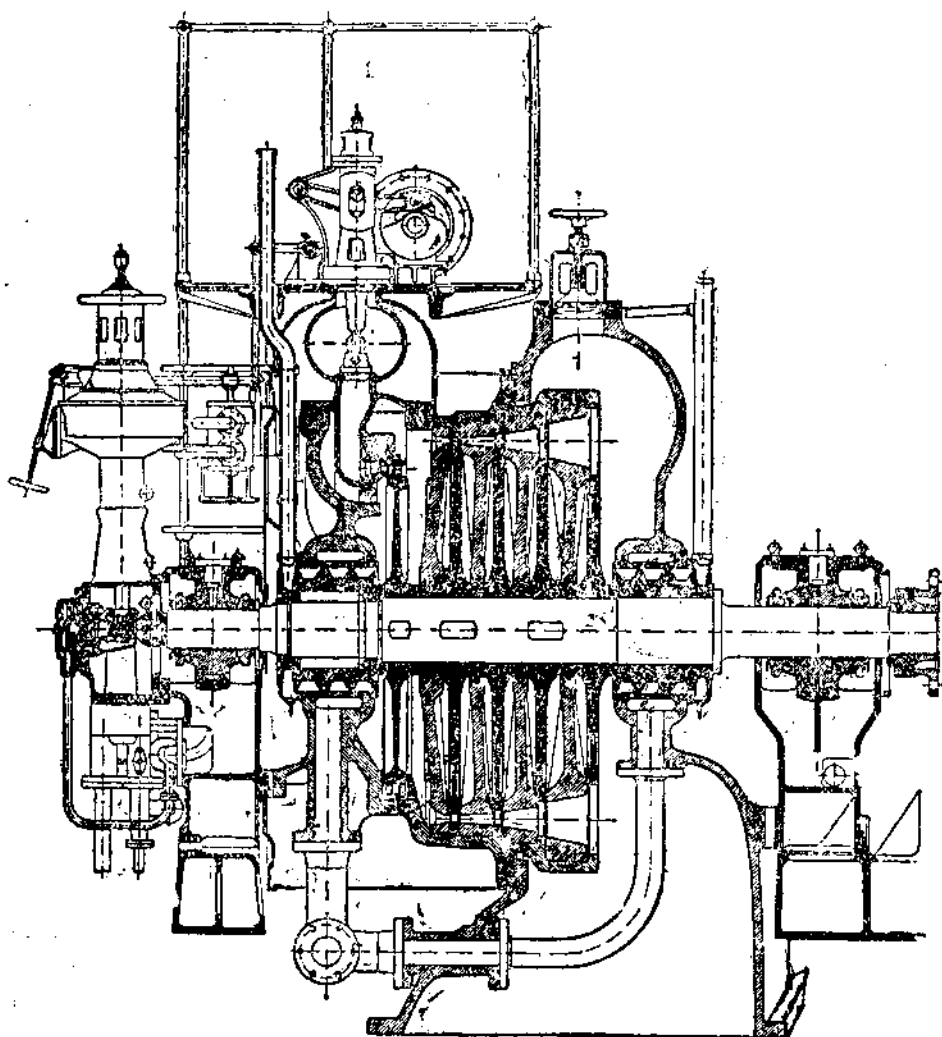
Односедельный клапан, помещенный в этом месте, служит для просушки внутренних частей турбины при продолжительных перерывах в работе. Схематически изображенные концевые уплотнения вала в местах выхода его из корпуса являются металлическими лабиринтами, аналогичными уплотнениям турбины, изображенной на фиг. 49.

При холостом ходе турбины в связи с небольшим количеством подводимого пара во всем корпусе господствует вакуум, и лабиринтовые уплотнения должны препятствовать засосу воздуха. В это время небольшое количество дросселированного свежего пара при давлении, несколько превышающем атмосферное, подводится к средним частям уплотнений и частично просачивается внутрь турбины, а частично отводится вестовыми трубами наружу. Небольшое количество пара, выходящего из этих труб, дает обслуживающему персоналу гарантию хорошей работы уплотнений.

При повышении нагрузки турбины в связи с увеличением количества подводимого пара давление в передней части корпуса повышается. Когда давление в камере колеса Кертиса будет превышать атмосферное, подвод свежего пара к уплотнениям прекращается, и часть пара, выходящего из переднего лабиринта, подается по изображенным на фиг. 51 трубам в заднее уплотнение турбины.

Укрепление корпуса на фундаментной плите аналогично разобранным на предыдущей фигуре. Опорные подшипники — с шаровой опорой. Упорный подшипник, расположенный на левом конце

вала, — гребенчатый. Рядом с ним на валу турбины помещен червяк, передающий вращение вертикальному валу регулятора. Между червяком и передним опорным подшипником поставлен скоростной выключатель, действующий на паровпускной клапан.



Фиг. 51. Активная комбинированная турбина типа АЕГ.

На правом конце вала показана половина подвижной муфты, при помощи которой ротор турбины соединяется с ротором потребителя мощности.

Комбинированная активно-реактивная турбина типа АЕГ

На фиг. 52 (в конце книги) изображена конденсационная турбина мощностью 2000 квт, имеющая 21 ступень давления, из ко-

торых первая является колесом Кертиса с двумя ступенями скорости, а последние семь — реактивными.

Регулирование турбины — сопловое. При перегрузке пар дополнительно подводится в камеру колеса Кертиса по изогнутой трубе, изображенной в верхней части турбины. Сопла тринадцати первых ступеней, в том числе и колеса Кертиса — фрезерованные, у двух следующих — из залитых лопаток, у последних шести ступеней сопла образованы направляющими лопатками, укрепленными в корпусе турбины. Восемь первых диафрагм вставлены в две обоймы, омываемые снаружи паром, благодаря чему при прогреве турбины уменьшается разница в температурных расширениях ротора и статора. Корпус турбины в средней части имеет вертикальную плоскость разъема. В этом месте через патрубок, показанный пунктиром, производится отбор пара для целей регенерации (подогрева питательной воды котельной). Установка корпуса на фундаменте соответствует схеме, изображенной на фиг. 26. Часть низкого давления двумя лапами опирается на фундаментную плиту и фиксируется шпонками. Правильность положения турбины в плоскости чертежа обеспечивается двумя шпонками, заложенными между фундаментной плитой и подшипниками, привернутыми к корпусу. Передний опорный подшипник скомбинирован с упорным типа Мичеля. Средние опорные подшипники турбогенератора имеют шаровые опоры. Положение их для удовлетворения требованиям фиг. 36 может быть изменено путем смены прокладок у шаровых опор. Между вкладышами помещается жесткая муфта, фланцы которой откованы за одно целое с валами. Муфта изолирована от подшипников двумя перегородками, что гарантирует от разбивания капели масла выступающими частями.

Ротор турбины цельнокованный, и только диск Кертиса насажен на вал при помощи конической втулки. Часть среднего давления выполнена в виде дисков, а реактивная часть низкого давления — в виде сплошного барабана.

Комбинация колеса Кертиса, как регулируемой ступени части высокого давления, с реактивными ступенями в части низкого давления широко применяется в современных паровых турбинах. Примером применения подобной комбинации для турбины в 25 000 квт при 3 000 об/мин является двухкорпусный агрегат, изображенный на фиг. 53 (в конце книги).

Комбинированная активно-реактивная турбина типа ББЦ

(Brown, Boveri, C^o, Baden, Mannheim)

В корпусе высокого давления паровой турбины имеются колесо Кертиса с двумя ступенями скорости и шестнадцать реактивных ступеней, рабочие лопатки которых расположены на барабане, состоящем из трех дисков. Осевое давление уравнивается разгрузочным поршнем, посаженным на вал перед диском Кертиса. Пониженное давление с левой стороны поршня создается путем соединения изогнутыми паропроводами пространства перед поршнем с паровыпускным патрубком корпуса. Между десятой и одиннадцатой реактивными ступенями, а также из паровыпускного патрубка

корпуса высокого давления производятся отборы пара для целей регенерации через патрубки, расположенные в нижней части корпуса. В местах выхода вала наружу поставлены металлические лабиринтовые уплотнения, вестовые трубы которых выведены наружу выше стальной обшивки, изолирующей корпус высокого давления. Передний подшипник комбинированный опорно-упорный.

Упорная часть подшипника сконструирована по типу Мичеля, причем опорные колодки расположены по боковым поверхностям вкладыша опорного подшипника. Давление на них передается двумя гребнями, посаженными на вал. На левом конце вала расположены: червяк, приводящий в движение вертикальный вал центробежного регулятора, и передача к масляному насосу, состоящему из трех зубчатых колес, расположенных на левой стороне подшипника. Масло засасывается через сетку из резервуара, помещенного перед турбиной. В левой части резервуара расположен вспомогательный пусковой турбонасос. В нижней части резервуар имеет спускной кран.

Пар из корпуса высокого давления подается в среднюю часть корпуса низкого давления двумя трубами, расположенными сверху турбины.

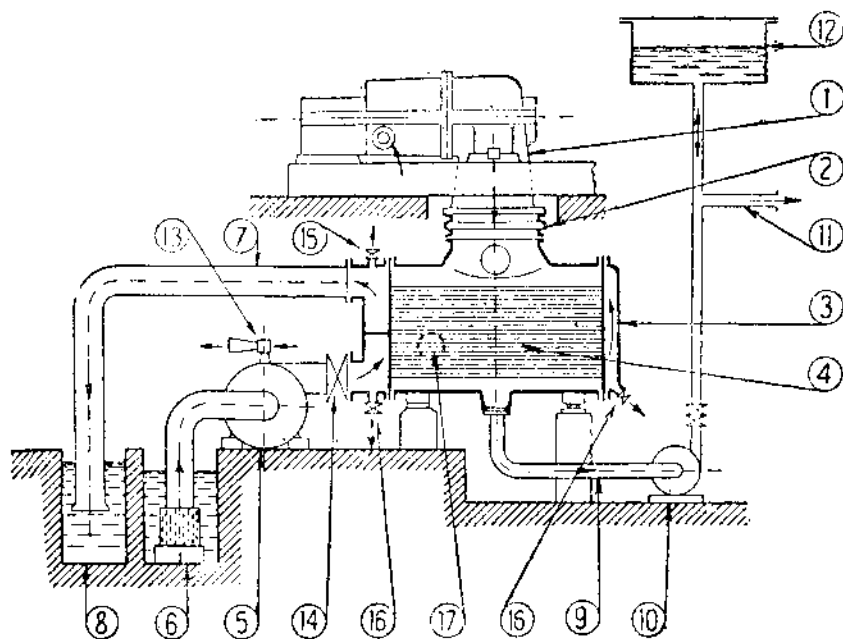
В цилиндре низкого давления пар разветвляется на два потока, направленных в противоположные стороны, и, пройдя шесть реактивных ступеней, отводится в конденсаторы.

Подобное разветвление потока пара вдвое понижает длину лопаток и, кроме того, уравнивает осевое давление, позволяя отказаться от применения разгрузочного поршня. Большие окружные скорости ротора низкого давления заставили отказаться от применения барабанной конструкции и перейти на более прочные диски. Фиксация их в осевом направлении производится при помощи гаек, большой диаметр которых позволяет ввертывать в них балансирующие грузики. В местах выхода вала из корпуса поставлены металлические лабиринтовые уплотнения, предохраняющие турбину от засоса воздуха в конденсаторы. Уплотняющий пар подводится к средним частям лабиринтов по вертикальным трубам, расположенным в верхней части корпуса. Отвод пара из уплотнений производится изогнутыми вестовыми трубами. Из пространства между третьей и четвертой ступенями с обеих сторон корпуса производится третий отбор пара для целей регенерации. С левой стороны корпус имеет комбинированной опорно-упорный подшипник, конструкция которого подобна такому же подшипнику высокого давления. С правой стороны корпуса расположен опорный подшипник. Связь роторов турбогенератора осуществляется при помощи подвижных муфт кулачкового типа. Муфта между турбиной и генератором имеет на фланцах зубцы храповика, позволяющие проворачивать ротор при пуске турбины в ход для равномерного прогрева его и после остановки турбины для более равномерного остывания.

Корпус цилиндра низкого давления имеет ряд приспособлений для механического удаления влаги из пара. При резком повороте струи пара в момент деления ее на два потока в средней части цилиндра влага частично осаждается на внутренней стенке канала

через отверстия стекает на стальной лист, направляющий ее в нижнюю часть корпуса; кроме того, по периферии рабочих лопаток первых пяти ступеней, в корпусе турбины, сделаны особые карманы для улавливания влаги, из которых она отводится сверлениями, показанными в нижней части корпуса.

Турбина имеет сопловое регулирование, клапаны которого расположены по бокам корпуса высокого давления. Пар от клапанов подводится к турбине стальными паропроводами; фланцевое соединение одного из них показано в нижней части корпуса высокого давления.



Фиг. 54. Схема конденсационной установки.

§ 9. Конденсация паровых турбин и использование отработавшего пара

Одним из способов увеличения теплоперепада, используемого в паровой турбине, является понижение конечного давления пара при помощи конденсации его. В современных паросиловых установках применяются поверхностные конденсаторы, в которых пар отделен от охлаждающей воды при помощи металлической стенки. Получаемый при этом конденсат является наилучшей питательной водой для котлов в отличие от так называемой смешивающей конденсации, в которой пар непосредственно соприкасается с технически грязной охлаждающей водой. Схема установки с поверхностным конденсатором изображена на фиг. 54.

Пар из корпуса паровой турбины 1 через волнистый компенсатор 2 поступает в конденсатор 3, представляющий собой горизон-

тальный цилиндр, в днища которого вставлены латунные трубки 4. „Циркуляционным“ насосом 5 охлаждающая вода засасывается из правого канала 6 и прогоняется сначала через нижние охлаждающие трубки, а затем через верхние и по сливной трубе 7 отводится в левый канал 8. Выходящий из турбины пар, соприкасаясь с холодными трубками, превращается в воду и стекает в нижнюю часть конденсатора, откуда отсасывается по трубе 9 конденсатным насосом 10. По трубе 11 конденсат направляется к подогревателям регенеративного устройства и далее на питание котлов.

Если количество подаваемого конденсата превышает потребность его в данный момент на питание котлов, то излишек идет в буферный бак 12. В случае недостатка конденсата питание обеспечивается тем же баком.

Рассмотрим более подробно циркуляцию охлаждающей воды. По каналу 6 вода самотеком подводится к циркуляционному насосу, проходя по пути ряд сеток иногда довольно сложного устройства. Заполнение циркуляционного насоса перед пуском в ход производится при помощи парового эжектора 13, создающего вакуум в корпусе насоса. После пуска насоса в ход открывается задвижка 14, и вода подается в конденсатор. Воздух из водяных камер отводится при этом через особые краны, один из которых (15) показан вблизи сливной трубы 7. Погружением конца сливной трубы в воду канала 8 производится использование падения воды для создания вакуума в верхних частях камер конденсатора. При подобном сифонном устройстве циркуляционный насос преодолевает только сопротивление водяной системы и небольшую разницу уровней воды в каналах.

Выпуск воды из конденсатора при продолжительных остановках производится через спускные краны 16, помещаемые в нижних частях водяных камер. Левые опоры конденсатора наглухо привернуты к фундаментным стойкам, а правые при температурных расширениях могут перемещаться на катках, положенных под них.

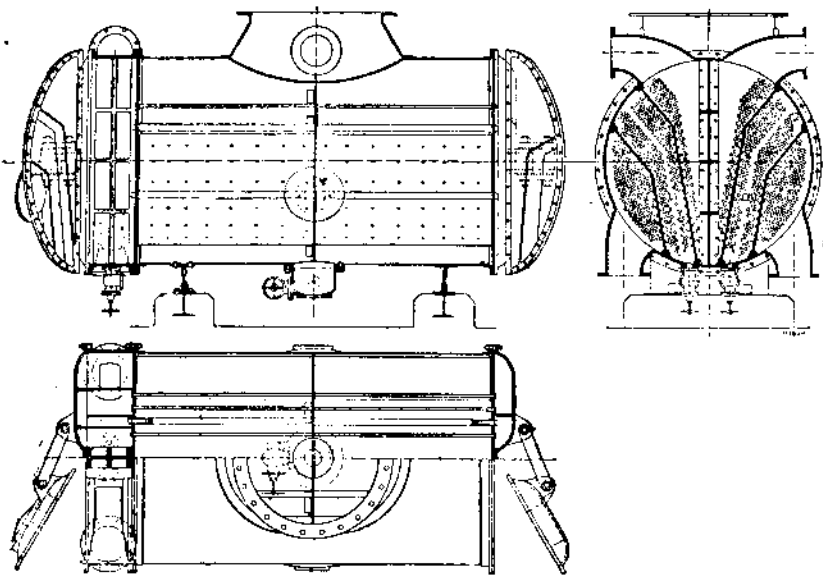
Воздух, попадающий в конденсатор вместе с паром из котла, а также через неплотности деталей, находящихся под вакуумом, отсасывается воздушным насосом через патрубок 17, расположенный в самом холодном месте конденсатора.

На фиг. 55 изображен поверхностный конденсатор с отдельным протоком охлаждающей воды, позволяющий производить чистку водяных частей его, не прерывая работы установки. Водяные камеры конденсатора разделены на две части вертикальными перегородками. Подвод и отвод охлаждающей воды производится в каждую половину отдельно. Прекратив подвод воды к одной из частей конденсатора, можно открыть крышки, как показано на виде сверху, и произвести чистку внутренних поверхностей охлаждающих трубок от ила и других отложений. Направление охлаждающей воды в трубках конденсатора показано на виде сбоку, где дан разрез передней водяной камеры. Охлаждающая вода, подводимая по нижним патрубкам, направляется вниз от плоскости чертежа по крайним пучкам трубок. По вторым пучкам трубок вода возвращается и, повернув в пространстве между изогнутыми перегородками, идет по третьим пучкам труб опять вниз. По средним

учкам труб нагретая вода попадает обратно в переднюю камеру и отводится из конденсатора двумя изогнутыми патрубками, расположенными в верхней части камеры.

Пар, подводимый в широкое среднее пространство конденсатора, свободное от охлаждающих трубок, направляется в стороны к патрубкам для отвода воздуха, показанным в средней части конденсатора пунктиром на главном виде и двумя выступами на виде сверху. Осуществляемый, таким образом, противоток в направлениях пара и охлаждающей воды улучшает работу конденсатора.

На продольном разрезе у паровпускного патрубка показано отверстие для присоединения атмосферного клапана, являющегося



Фиг. 55. Поверхностный конденсатор типа ББЦ.

предохранительным клапаном и выпускающего пар наружу при повышении давления в конденсаторе примерно до 1,2 атм. Ниже показана вертикальная перегородка, поддерживающая длинные охлаждающие трубки и предохраняющая их от чрезмерного прогиба и вибрации.

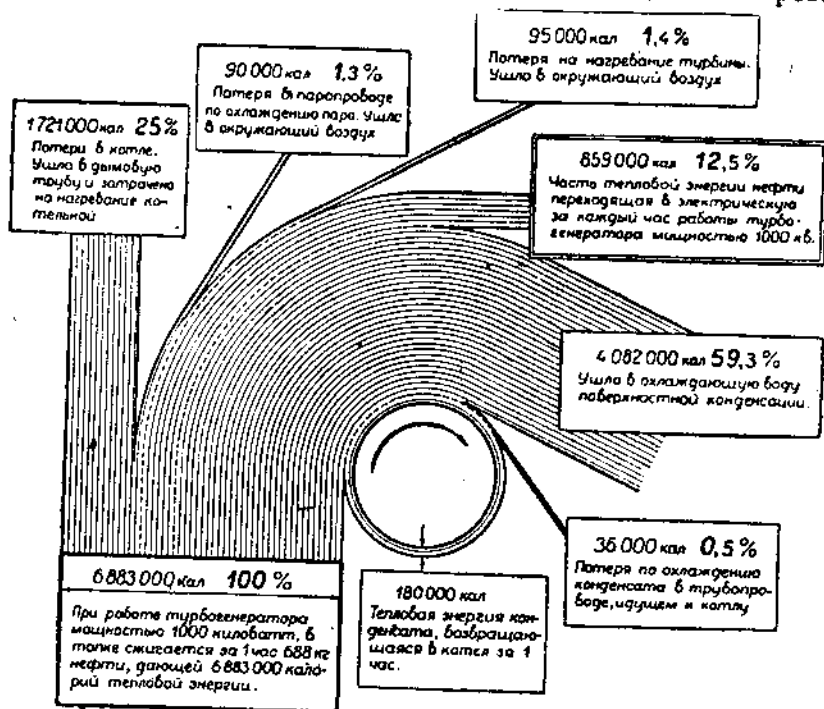
Охлаждающие трубки за исключением одной в верхней части конденсатора на чертеже не показаны. Изображенные в середине анкерные связи между днищами конденсатора являются распорными болтами, предохраняющими днища от прогиба внутрь вследствие разности давлений охлаждающей воды и пара в конденсаторе.

Опоры конденсатора сделаны из листового железа и могут несколько изгибаться при температурных расширениях корпуса.

На фиг. 56¹ изображен тепловой поток небольшой конденсационной установки, из которого видно, что основной потерей является потеря с охлаждающей водой конденсатора.

¹ С. М. Лосев, Паровые турбогенераторы, ч. I, изд. 3, стр. 19.

В тех производствах, где требуется горячая вода, могут быть поставлены турбины с ухудшенным вакуумом. В конденсаторы этих турбин подается сравнительно небольшое количество охлаждающей воды, которая нагревается до требуемой температуры и используется для технологических целей. Если для производства требуется пар низкого давления, то могут быть применены турбины с противодавлением. В установках подобного типа применяется пар высокого давления, который предварительно пропускается через турбины и далее при требуемом давлении подается для целей нагревания.



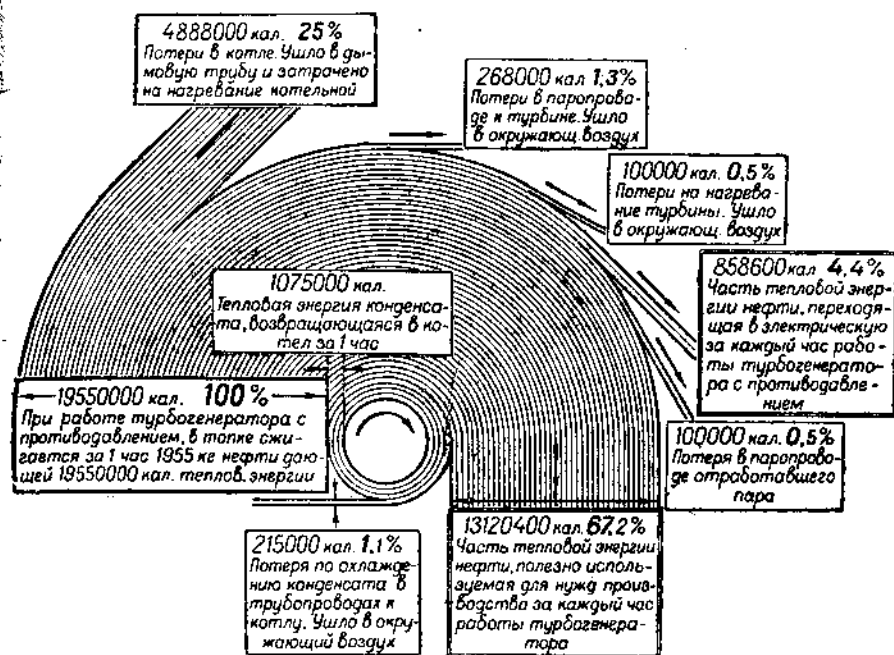
Фиг. 56. Тепловой поток конденсационной установки мощностью 1 000 квт.

Экономичность таких установок характеризуется тепловым потоком, изображенным на фиг. 57¹, из которой видно, что использование тепла в этом случае достигает 71,6% вместо 12,5% у турбины с конденсацией.

Турбогенераторы с противодавлением не могут одновременно покрывать постоянно изменяющиеся графики электрической и тепловой нагрузок, т. е. давать какую угодно электрическую мощность при определенном потреблении тепла, так как количество выработанной электрической энергии пропорционально количеству пропущенного через турбину пара. Это отрицательное свойство, а также и ряд других недостатков турбин с противодавлением ограничивают их применение, заставляя переходить к турбинам с регулируемым отборами пара.

¹ С. М. Лосев, Паровые турбогенераторы, ч. I, изд. 3, стр. 330.

Турбины подобного типа являются конденсационными, из промежуточных ступеней которых производится отбор пара требуемого давления для целей производства. Если пара для технологических целей в какой-либо период времени не требуется, то турбина может работать как чисто конденсационная. При максимальном отборе пара она может работать как турбина с противодавлением. В пределах этих крайних условий работы турбина может дать любую мощность при каком угодно отборе пара. Эта гибкость турбин промежуточными отборами пара обеспечила им самое широкое



Фиг. 57. Тепловой поток установки с противодавлением мощностью 1000 квт.

применение в установках с комбинированным производством электрической энергии и пара для целей нагревания.

Турбины с отбором пара могут быть не только конденсационными, но и с противодавлением. В этом случае часть пара отбирается из промежуточной ступени, а остальной пар отводится для целей нагревания из выпускного патрубка турбины.

Экономичность установок с использованием тепла отработавшего пара заставила и на чисто конденсационных станциях искать способы для осуществления этого принципа. Паром, отбираемым от конденсационной турбины, можно подогревать конденсат, идущий на питание котлов. Отбираемая часть пара работает по принципу установки с противодавлением, и использование тепла его достигает 70—80%. Подобные установки называются регенеративными и позволяют на несколько процентов повысить к. п. д. станции.

§ 10. Классификация паровых турбин

1. По характеру использования пара на рабочих лопатках паровые турбины могут быть разделены на:

а) Активные, или паровые турбины равного давления, у которых при расчете принимается давление пара одинаковым по обе стороны рабочих лопаток.

б) Реактивные, или паровые турбины избыточного давления, у которых давление пара перед рабочими лопатками больше давления при выходе с лопаток.

Реактивные турбины со степенью реактивности, не превышающей примерно 10—20%, называют турбинами с небольшой степенью реактивности и относят к классу активных турбин.

в) Комбинированные активно-реактивные турбины, которые состоят из активных и реактивных ступеней.

Рабочие колеса, использующие кинетическую энергию струи пара последовательно на нескольких рядах рабочих лопаток, носят наименование дисков со ступенями скорости (колеса Кертиса).

2. По числу ступеней:

а) Одноступенчатые, состоящие из одной ступени давления, которая может иметь одну или несколько ступеней скорости. Одноступенчатые турбины строятся в настоящее время исключительно активными. Турбина подобного типа изображена на фиг. 49 и имеет колесо Кертиса с двумя ступенями скорости.

б) Со ступенями давления, имеющие несколько активных или реактивных ступеней давления, причем колеса Кертиса отсутствуют. К этому классу относится турбина, изображенная на фиг. 50 и имеющая девять ступеней давления.

в) Комбинированные турбины, состоящие из колес Кертиса и ступеней давления. Турбина этого типа, изображенная на фиг. 51, имеет колесо Кертиса с двумя ступенями скорости и четыре ступени давления.

3. По характеру использования пара, выходящего из турбины:

а) Чисто конденсационные, из которых весь пар отводится в конденсатор.

б) Конденсационные с ухудшенным вакуумом, у которых используется нагретая охлаждающая вода.

в) Выхлопные, у которых выпуск отработавшего пара производится в атмосферу, как, например, у пусковых масляных турбонасосов.

г) С противодавлением, у которых отработавший пар из турбины используется для целей нагревания.

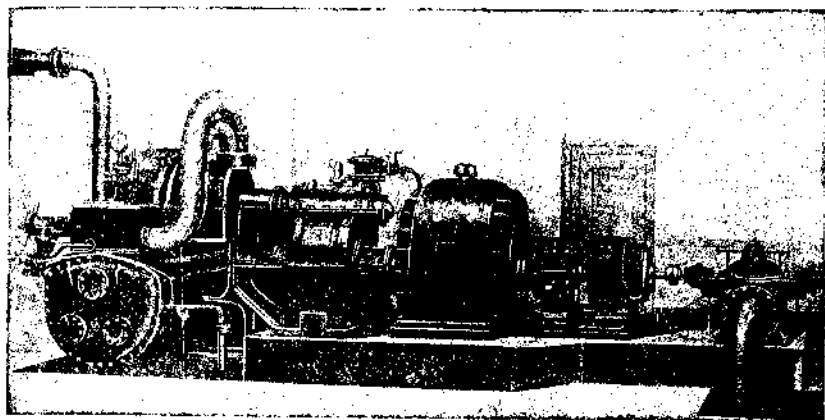
д) С промежуточными отборами, у которых часть пара отводится из промежуточных ступеней для целей нагревания. Эти турбины могут быть конденсационными и с противодавлением.

е) Двух давлений, в промежуточную ступень которых подводится отработавший пар от паровых машин, молотов и т. п.

Эти турбины можно отнести также к классу турбин с промежуточными подводами пара.

4. По направлению движения пара в турбине:

- а) Аксиальные, у которых пар перемещается параллельно оси турбины.
- б) Радиальные, у которых пар перемещается по направлению радиусов (рабочие лопатки расположены параллельно оси турбины).
- в) Аксиально-радиальные, состоящие из радиальных и аксиальных ступеней.



Фиг. 58. Общий вид безподвального турбогенератора.

5. По числу корпусов (цилиндров):

- а) Однокорпусные (одноцилиндровые).
- б) Двухкорпусные (двухцилиндровые) и т. д.

Если у многоцилиндровых турбин валы отдельных корпусов не составляют продолжение один другого, то такие турбины называются **многовальными**.

6. По давлению свежего пара:

- а) Низкого давления (мятого пара), у которых давление пара перед впускным клапаном не превышает $1,5 \text{ атм.}$
- б) Среднего давления, у которых давление свежего пара равняется $1,5 - 25 \text{ атм.}$
- в) Высокого давления, у которых давление пара перед турбиной больше 25 атм.

Классификация турбин по давлению пара является условной и подлежит изменению в связи с постройкой в настоящее время исключительно станций высокого давления.

7. По числу оборотов турбины:

- а) Тихоходные, с числом оборотов менее 3000 об./мин.
- б) С нормальным числом оборотов, имеющие 3000 об./мин.

с) Быстроходные, с числом оборотов выше 3 000 об/мин. Например, в проекте стандарта по паровым турбинам для мощностей в 750, 1 500, 2 500 и 4 000 *квт* введены турбины с 5 000 об/мин, соединенные при помощи редуктора с генераторами, имеющими 1 000 об/мин.

8. По расположению турбогенератора:

а) Подвальные, у которых конденсатор отделен от турбины перекрытием машинного помещения (фиг. 1 и 54).

б) Бесподвальные, у которых турбина непосредственно опирается на конденсатор и весь турбогенератор расположен в одном этаже (фиг. 58).

ОБЩАЯ ТЕОРИЯ ТЕПЛОВОГО ПРОЦЕССА ПАРОВОЙ ТУРБИНЫ

ГЛАВА III

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЭНЕРГИИ В СОПЛАХ И НА РАБОЧИХ ЛОПАТКАХ

§ 11. Элементарная теория истечения пара

Преобразование потенциальной энергии пара в кинетическую происходит при истечении пара, связанном с его расширением. Рассмотрим происходящие при этом явления.

Положим, что пар протекает по какому-либо каналу, причем в сечении $0-0$ этого канала (фиг. 59) скорость пара составляет c_0 , давление пара — p_0 , удельный объем — v_0 . В сечении $1-1$ те же величины принимают значения: c_1 , p_1 , v_1 .

Энергия 1 кг пара в сечении $0-0$ складывается из:

- 1) внутренней энергии u_0 кал/кг,
- 2) кинетической энергии $\frac{c_0^2}{2g}$ кгм/кг,
- 3) работы давления пара, которая, как известно, определяется величиной $p_0 v_0$ кгм/кг.

Таким образом

$$L_0 = u_0 + \frac{A}{2g} c_0^2 + A p_0 v_0 \text{ кал/кг.}$$

Энергия пара в сечении $1-1$ по аналогии будет составлять

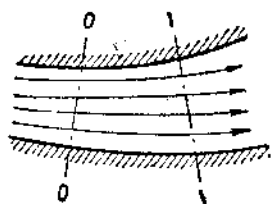
$$L_1 = u_1 + \frac{A}{2g} c_1^2 + A p_1 v_1 \text{ кал/кг.}$$

Если на пути $0-1$ к пару еще подведено извне количество тепла Q_a , то по закону сохранения энергии

$$L_0 + Q_a = L_1,$$

или

$$u_0 + \frac{A}{2g} c_0^2 + A p_0 v_0 + Q_a = u_1 + \frac{A}{2g} c_1^2 + A p_1 v_1.$$



Фиг. 59. Протекание пара по каналу.

Так как

$$u_0 + Ap_0 v_0 = i_0,$$

то

$$u_1 + Ap_1 v_1 = i_1,$$

$$i_0 + \frac{A}{2g} c_0^2 + Q_a = i_1 + \frac{A}{2g} c_1^2,$$

или в дифференциальной форме

$$di + Ad\left(\frac{c^2}{2g}\right) = dQ_a. \quad (6)$$

Так как при течении пара по каналу имеет место трение частиц пара друг о друга и о стенки канала, то в действительности на пути $0-1$ к пару подводится количество тепла

$$dQ = dQ_a + AdR,$$

где последний член и представляет собою тепло, полученное в результате трения.

По основному уравнению термодинамики

$$dQ = di - Avdp.$$

Следовательно,

$$dQ_a + AdR = di - Avdp,$$

$$dQ_a = di - Avdp - AdR.$$

Подставляя эту формулу в уравнение (6), находим

$$Ad\left(\frac{c^2}{2g}\right) = -Avdp - AdR. \quad (7)$$

Уравнения (6) и (7) дают возможность определить состояние пара и скорость пара для самого общего случая — истечения, связанного с подводом тепла извне (dQ_a) и с трением частиц пара (AdR).

Мы остановимся на идеальном случае, когда

$$dQ_a = 0,$$

$$AdR = 0.$$

Уравнение (6) при этом примет вид

$$Ad\left(\frac{c^2}{2g}\right) = -di.$$

Интегрируя, находим известное уравнение преобразования потенциальной энергии в кинетическую:

$$A \frac{c_{1t}^2 - c_0^2}{2g} = i_0 - i_{1t}. \quad (8)$$

¹ Значок t указывает на теоретический характер этих величин, относящихся к адиабатическому истечению пара без потерь.

Уравнение (7) приводим к виду

$$\frac{c_{1t}^2 - c_0^2}{2g} = - \int_{p_0}^{p_1} v dp = \int_{p_1}^{p_2} v dp. \quad (9)$$

Формула (8) дает возможность легко определить скорость пара, получаемую в результате его расширения при истечении из сопла. По этой формуле

$$c_{11} = \sqrt{\frac{2g}{A} (i_0 - i_{11}) + c_0^2}. \quad (10)$$

Подставляя $g = 9,81 \text{ м/сек}^2$ и $A = \frac{1}{427}$, находим

$$c_{it} = \sqrt{8380 (i_0 - i_{1t}) + c_0^2} \quad (10a)$$

Если пренебречь скоростью входа в сопло c_0 (как это часто и делают при расчете турбин), то формула (10) упрощается:

$$c_{1t} = 91,5 \sqrt{i_0 - i_{1t}} \quad (11)$$

Пример 1. Определить скорость выхода пара из сопла при адиабатическом расширении его в сопле от давления $p_0 = 16 \text{ ата}$ до давления $p_1 = 0,1 \text{ ата}$. Пар сухой насыщенный. Скоростью входа в сопло пренебречь.

На i -диаграмме, выкопировка из которой представлена на фиг. 60, отмечаем точку пересечения изобары $p_0 = 16$ атм с пограничной кривой (степень сухости $x = 1$). Этим определяется начальное состояние пара в точке A_0 . Ордината этой точки

$$i_0 = 666,5 \text{ кал/кг.}$$

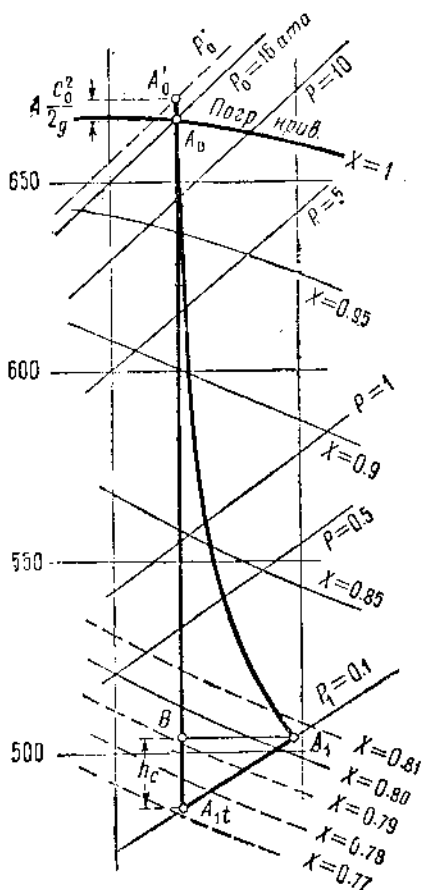
Проведя через точку A_0 вертикаль (адиабату), определяем точку ее пересечения A_n с изобарой $p_1 = 0,1 \text{ атм.}$ Ордината этой последней точки

$$i_{11} = 485 \text{ кал/кг.}$$

Поэтому

$$i_0 - i_{1t} = 181,5 \text{ кал/кг},$$

$$c_{1t} = 91,5 \sqrt{181,5} = 1232 \text{ м/сек.}$$



Фиг. 60. Расширение пара в сопле.

Перепад тепла $i_0 - i_{11}$ определяется как длина отрезка $A_0 A_{11}$ в масштабе ординат i -диаграммы. Однако при значительной длине этого отрезка лучше определять i_0 и i_{11} в отдельности так, как мы это и сделали; при этом складки на бумажной диаграмме и ее деформация меньше повлияют на точность отсчета.

Заметим, что точка A_{11} лежит на линии постоянной сухости $x = 0,772$. При помощи этой цифры легко в случае надобности определить удельный объем пара при выходе из сопла (для адиабатического расширения пара).

Пример 2. Определить скорость выхода пара из сопла для тех же параметров, что и в примере 1, но с учетом входной скорости $c_0 = 200$ м/сек.

По формуле (10а)

$$c_{11} = \sqrt{8380 \cdot 181,5 + 200^2} = 1250 \text{ м/сек.}$$

Этот пример показывает, почему в практике расчетов часто можно пренебречь величиной скорости входа пара: несмотря на то, что в данном случае последняя составляет 200 м/сек, скорость выхода по сравнению с вычисленной в примере 1 увеличилась лишь на 18 м/сек.

Учет скорости подвода пара можно производить следующим образом: на i -диаграмме от точки A_0 вверх откладывается величина $\frac{A}{2g} c_0^2$ и предполагается, что расширение пара происходит не от давления p_0 , а от p'_0 (фиг. 60).

Для данных примера 2

$$\frac{A}{2g} c_0^2 = \frac{200^2}{2 \cdot 9,81 \cdot 427} \approx 4,8 \text{ кал/кг.}$$

Приращение энергии в данном случае составляет всего лишь 2,6%¹.

§ 12. Критическое отношение давлений пара

Хотя формулы (10) и (11) дают возможность легко определять скорость истечения, мы выведем еще другую формулу для скорости пара в функции p , v , которая позволит исследовать характер изменения величины поперечного сечения сопла при расширении пара.

Воспользуемся для этой цели уравнением (9).

Величина $\int_{p_1}^{p_0} v dp$ измеряется площадью $BA_0 A_{11} C$ (фиг. 61), где линия $A_0 A_{11}$ представляет собой адиабату, подчиняющуюся закону $p v^k = \text{const.}$

¹ При небольшом перепаде тепла (10—20 кал/кг, например) влияние скорости входа будет, конечно, более значительным, что заставляет во многих случаях ее учитывать.

Применяя это уравнение к точкам A_0 и A , находим

$$p_0 v_0^k = p v^k,$$

откуда

$$v = \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{1}{k}} v_0.$$

Пренебрегая величиной скорости входа пара c_0 , уравнение (9) перепишем так:

$$\begin{aligned} \frac{c_{1t}^2}{2g} &= \int_{p_1}^{p_0} \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{1}{k}} v_0 dp = p_0^{\frac{1}{k}} v_0 \int_{p_1}^{p_0} p^{-\frac{1}{k}} dp = \\ &= p_0^{\frac{1}{k}} v_0 \frac{k}{k-1} \left(p_0^{\frac{k-1}{k}} - p_1^{\frac{k-1}{k}} \right) = \frac{k}{k-1} p_0 v_0 \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]. \end{aligned}$$

Отсюда находим

$$c_{1t} = \sqrt{2g \frac{k}{k-1} p_0 v_0 \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}, \quad (12)$$

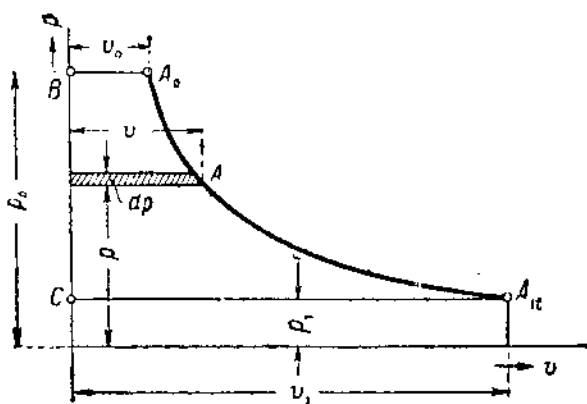
или при расширении до любого давления p :

$$c_t = \sqrt{2g \frac{k}{k-1} p_0 v_0 \left[1 - \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}. \quad (12a)$$

На фиг. 62 рядом с кривой расширения пара в координатах p, v построена по формуле (12a) кривая изменения скорости по длине сопла в функции конечного давления пара p .

Если $p = p_0$, скорость равна нулю; при понижении давления скорость непрерывно возрастает.

Положим, пар вытекает из пространства с бесконечно большим объемом, в котором господствует давление p_0 , в среду с давлением p_1 (фиг. 63). Во входном сечении 0—0 насадка, из которого вытекает пар, скорость может быть положена равной нулю благодаря скруглению стенок насадка у входа.



Фиг. 61. Процесс адиабатического расширения пара в координатах p, v .

В выходном сечении I—I должна быть достигнута скорость c_{10} , подчиняющаяся уравнению (12).

Выясним, какую форму должно иметь сопло для того, чтобы расширение в нем протекало в соответствии с кривыми I и II на фиг. 62.

Площадь поперечного сечения сопла f может быть определена по известному уравнению расхода пара:

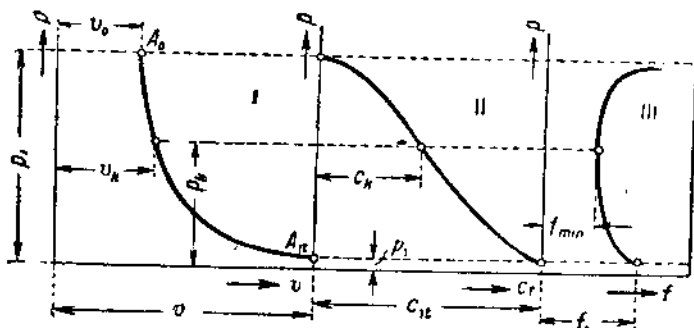
$$Gv = fc, \quad (13)$$

где G — расход пара через сопло в кг/сек;

f — поперечное сечение сопла в м^2 ;

c — скорость пара в этом сечении в м/сек;

v — удельный объем пара в этом сечении в $\text{м}^3/\text{кг}$.



Фиг. 62. Кривые: — I расширения пара, II — скорости пара, III — необходимого сечения сопла.

Таким образом

$$f = \frac{Gv}{c}, \quad (13a)$$

или, подставляя значение скорости из уравнения (12a),

$$f = \frac{Gv}{\sqrt{2g \frac{k}{k-1} p_0 v_0 \left[1 - \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}}.$$

Разделив и числитель и знаменатель этой формулы на v , найдем

$$f = \frac{G}{\sqrt{2g \frac{k}{k-1} \frac{p_0 v_0}{v^2} \left[1 - \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}}.$$

Так как

$$v = v_0 \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{1}{k}},$$

$$v^2 = v_0^2 \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{2}{k}},$$

$$f = \frac{G}{\sqrt{2g \frac{k}{k-1} \frac{p_0}{\sigma_0} \left[\left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]}} \quad (14)$$

По этой формуле на фиг. 62 построена кривая III изменения f в функции давления пара p в данном сечении. $f = \infty$ при $p = p_0$ ($c_0 = 0$); с понижением давления f сначала уменьшается, а затем возрастает, достигая при известном давлении минимального значения.

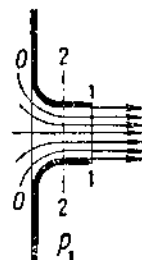
Такой характер изменения поперечного сечения сопла, несмотря на непрерывное возрастание скорости пара, объясняется изменением удельного объема пара при расширении. В этом — коренное отличие процесса истечения пара от истечения жидкостей: удельный объем последних не меняется, и сопло всегда должно быть суживающимся (в соответствии с возрастанием скорости) независимо от разности давлений p_0 и p ; удельный же объем пара при расширении увеличивается и, следовательно, оказывает влияние на площадь поперечного сечения сопла. Как видно из фиг. 62, удельный объем пара сначала возрастает медленно, и решающим фактором в формуле (13а) является быстро возрастающая скорость c ; в этой части сопла необходимая площадь поперечного сечения уменьшается по мере расширения пара; начиная с определенного момента, приращение удельного объема при расширении оказывается больше, чем соответствующее приращение скорости; это обуславливает необходимость постепенного увеличения сечения сопла.

Таким образом парадоксальные на первый взгляд положения, что при расширении пара сечение сопла должно суживаться или что при возрастании скорости пара сечение сопла должно увеличиваться, легко объясняются характером изменения удельного объема и скорости пара при его протекании через сопло.

Для того чтобы определить давление пара, соответствующее минимальной площади сечения сопла, найдем максимум выражения в знаменателе формулы (14). Для этого возьмем от подкоренного выражения знаменателя первую производную по dp и приравняем ее нулю:

$$\frac{2}{k} \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{2-k}{k}} - \frac{k+1}{k} \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{1}{k}} = 0,$$

$$\frac{2}{k+1} = \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}}.$$



Фиг. 63. Истечение пара.

Искомое давление p называется критическим давлением пара при истечении из сопла; мы будем обозначать его в дальнейшем p_k . Критическое отношение давлений

$$v_k = \frac{p_k}{p_0} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}} \quad (15)$$

Для случая адиабатического изменения состояния показатель кривой расширения k имеет следующие значения:

$k = 1,035 + 0,1x$ для насыщенного пара со степенью сухости x ,

$k = 1,135$ для сухого насыщенного пара,

$k = 1,30$ для перегретого пара.

Подставляя последние цифры в формулу (15), найдем

$$v_k = \frac{p_k}{p_0} = 0,577 \text{ для сухого насыщенного пара,}$$

$$v_k = \frac{p_k}{p_0} = 0,546 \text{ для перегретого пара.}$$

Для других значений k критическое отношение давлений, естественно, имеет иную величину. Ввиду того что показатель действительной кривой расширения пара в сопле точно неизвестен, указанными значениями v_k пользуются для всех случаев расчета сопел, тем более, что по данным многих исследователей показатель политропы в суживающейся части сопла мало отличается от показателя адиабаты.

Подставим величину критического отношения давлений в формулу (12а), т. е. найдем скорость пара при его расширении до критического давления. Скорость эту также назовем критической:

$$\begin{aligned} c_k &= \sqrt{2g \frac{k}{k-1} p_0 v_0 \left(1 - \frac{2}{k+1} \right)} = \\ &= \sqrt{2g \frac{k}{k+1} p_0 v_0} \end{aligned} \quad (16)$$

Подставляя вместо k его цифровые значения и выражая p_0 в кг/см^2 (в предыдущих формулах давления выражены в кг/м^2), найдем

$$c_k = 323 \sqrt{p_0 v_0} \quad (16a)$$

для сухого насыщенного пара,

$$c_k = 333 \sqrt{p_0 v_0} \quad (16b)$$

для перегретого пара.

Скорость эта соответствует точке перегиба на кривой Π (фиг. 62), с одной стороны, и минимальному сечению сопла — с другой стороны.

Заменим в формуле (16) начальные параметры пара p_0, v_0 параметрами, достигнутыми в минимальном сечении сопла (p_k и v_k — см. фиг. 62):

$$p_0 = \frac{p_k}{v_k},$$

$$v_0 = v_k \left(\frac{p_k}{p_0} \right)^{\frac{1}{k}} = \frac{v_k}{v_k^{\frac{1}{k}}},$$

Поэтому

$$p_0 v_0 = \frac{p_k v_k}{v_k^{\frac{k+1}{k}}}.$$

Пользуясь формулой (15), находим

$$p_0 v_0 = \frac{(k+1) p_k v_k}{2}.$$

Подставляя это значение в формулу (16), находим

$$c_k = \sqrt{k g p_k v_k}. \quad (17)$$

Это выражение представляет собой скорость звука в среде давлением p_k и удельным объемом v_k . Таким образом мы пришли к заключению, что критическая скорость равна скорости звука в паре того состояния, которого он достигает в минимальном сечении сопла.

Не представляет затруднений вычисление минимального из поперечных сечений сопла для того случая, когда $\frac{p_1}{p_0} < v_k$:

$$f_{\min} = \frac{G v_k}{c_k}.$$

Так как

$$v_k = v_0 \left(\frac{p_0}{p_k} \right)^{\frac{1}{k}} = v_0 \left(\frac{k+1}{2} \right)^{\frac{1}{k-1}},$$

а c_k определяется формулой (16), то

$$f_{\min} = \frac{G}{\sqrt{2g \frac{k}{k+1} \frac{p_0 v_0}{v_k^2}}} = \frac{G}{\sqrt{2g \frac{k}{k+1} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{2}{k-1}} \frac{p_0}{v_0}}}, \quad (18)$$

или

$$f_{\min} = \frac{G}{199 \sqrt{\frac{p_0}{v_0}}} \quad (18a)$$

для сухого насыщенного пара,

$$f_{\min} = \frac{G}{209 \sqrt{\frac{p_0}{v_0}}} \quad (186)$$

для перегретого пара.

В обеих последних формулах p_0 выражено в кг/см^2 , $f_{\min}$ — в м^2 .

Все формулы этого параграфа выведены для случая адиабатического расширения пара при условии, что скорость пара при входе в сопло равна нулю.

Если последняя имеет значительную величину, которой пренебречь нельзя, то достаточно на is -диаграмме отложить от начального состояния пара по вертикали вверх величину $A \frac{c_0^2}{2g}$

(фиг. 60) и считать начальным состоянием пара не точку A_0 , а точку A_0' (начальное давление p_0')¹.

О влиянии потерь в сопле на его размеры и на тепловой процесс сопла будет сказано ниже.

§ 13. Выбор профиля сопла в зависимости от отношения давлений $\frac{p_1}{p_0}$

Если давление при выходе из сопла $p_1 \geq p_k$, где $p_k = v_k p_0$, то согласно фиг. 62 выходное сечение сопла должно иметь наименьшую площадь по сравнению с предшествующими ему сечениями.

Простейшая форма такого сопла (в турбинах не применяемого) представлена на фиг. 64. Скорость выхода пара из такого сопла для случая адиабатического расширения может быть определена по формулам (10), (11) или (12). В частном случае, если $p_1 = p_k = v_k p_0$, скорость выхода достигает критического значения [формулы (16)].

Сопло этого типа может быть также образовано при выходе параллельными стенками (фиг. 63). Эта часть сопла — постоянного сечения — не оказывает влияния на процесс истечения (потери мы пока пренебрегаем): ни скорость, ни давление пара в этой части сопла не меняются, так что конечные параметры достигаются уже в сечении 2—2 и параллельные стенки служат лишь для направления струи пара.

Расход пара через суживающееся сопло (при условии $\frac{p_1}{p_0} \geq v_k$) может быть определен для адиабатического процесса по формуле, вытекающей из формулы (14):

¹ По вопросу учета входной скорости пара см. статью А. Г. Пичугина „Истечение пара“, в № 3 журнала „Энергетик“.

$$G = f_1 \sqrt{2g \frac{k}{k-1} \frac{p_0}{v_0} \left[\left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]}, \quad (19)$$

где f_1 обозначает площадь выходного сечения сопла.

При этом сопло пригодно для работы паром не только данных параметров p_0, v_0, p_1 , но и любых иных, при условии, однако, что $\frac{p_1}{p_0}$ всегда равно или больше критического отношения давлений.

При изменении параметров меняется, конечно, расход пара G .

Если в среде, куда вытекает пар, давление $p_1 < p_k$, то согласно фиг. 62 сопло вслед за суживающейся частью, сечение которой доводится до величины $f_{\min}$, определяемой формулой (18), должно иметь расширяющуюся часть.

Если расширяющегося насадка не сделать, то при расширении пара от p_0 до $p_1 < p_k$ давление в устье сопла может достичь лишь величины p_k .

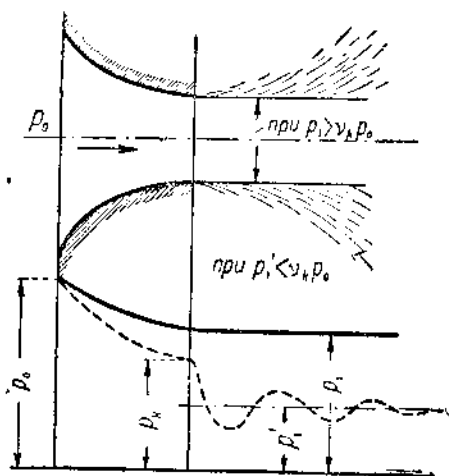
Дальнейшее падение давления вызывает такое приращение удельного объема пара, что, несмотря на возрастание скорости, требуется увеличение проходного сечения. Поскольку этого нет, постольку и давление пара в устье сопла не может получиться меньше критического.

В соответствии с этим в устье сопла устанавливается критическая скорость пара, и как бы мы ни понижали давление p_1 по сравнению с ранее намеченной величиной, скорость пара в устье сопла не изменится.

Конечно, выйдя из сопла, струя пара должна принять давление окружающей среды; однако это падение давления происходит путем рассеяния; энергия, соответствующая перепаду давления от p_k до p_1 , затрачивается на разрыв струи под влиянием избытка внутреннего давления и на создание звуковых колебаний; существенного приращения скорости (соответствующего перепаду давления от p_k до p_1) при этом не происходит, и обычно считают, что скорость пара и за соплом остается равной критической ².

Процесс истечения пара из суживающегося сопла для случаев. 1) $p_1 \geq p_k$, 2) $p_1 < p_k$ изображен на фиг. 65.

В первом случае пар вытекает из сопла сплошной резко очерченной струей (на чертеже сплошные линии) со скоростью,



Фиг. 65. Истечение пара из суживающегося сопла.

¹ В этой формуле давления p выражены в кг/м², f_1 — в м².

² В действительности некоторое приращение скорости пара при расширении его за соплом имеет место, см., например, Z. d. V. d. I., 1904; стр. 384 (Prandtl).

меньшей или равной критической; во втором случае в струе по выходе ее из сопла возникают волновые постепенно затухающие колебания (пунктирные линии), истечение сопровождается резким шумом и рассеянием частиц пара, начиная с самого выхода их из устья сопла; скорость пара в струе остается равной критической или лишь немного ее превышает.

Вышеизложенное подтверждается также следующим:

Расход пара через сопло [по формуле (19)]

$$G = f_1 \sqrt{2g \frac{k}{k-1} \frac{p_0}{v_0} \left[\left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]}.$$

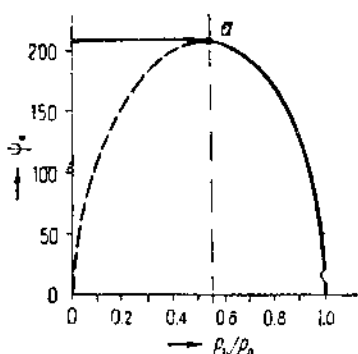
Это уравнение по Цейнеру обычно пишут в таком виде:

$$G = \psi_0 f_1 \sqrt{\frac{p_0}{v_0}}, \quad (20)$$

где

$$\psi_0 = \sqrt{2g \frac{k}{k-1} \left[\left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]}. \quad (21)$$

Изменение коэффициента истечения ψ_0 в зависимости от отношения давлений $\frac{p_1}{p_0}$ для суживающегося сопла при определенном показателе k представлено на фиг. 66.



Фиг. 66. Зависимость коэффициента истечения ψ_0 от отношения давлений $\frac{p_1}{p_0}$ для суживающегося сопла.

При $\frac{p_1}{p_0} = 1$ коэффициент ψ_0 , а следовательно, и расход пара равны нулю. С уменьшением p_1 величина ψ_0 и расход пара возрастают, достигая максимума при критическом отношении давлений (точка a). Далее коэффициент ψ_0 , вычисленный по формуле (21), начинает падать и при $p_1 = 0$ достигает нуля. Очевидно, однако, что расход пара не может равняться нулю в том случае, если истечение происходит в пространство с абсолютным вакуумом, и формула (21), следовательно, непригодна для сопел, работающих с $\frac{p_1}{p_0} < v_k$.

Опыт и вышеприведенные соображения говорят за то, что при понижении давления p_1 до величины, меньшей критического давления, расход пара больше не возрастает, а стабилизируется на уровне, достигнутом при критическом отношении давлений.

На фиг. 66 от точки a кривая изменения коэффициента ψ_0 идет не по пунктирной линии [следуя формуле (21)], а по горизон-

тальной прямой, т. е. ψ_0 остается постоянным в пределах от $\frac{p_1}{p_0} = 0$ до $\frac{p_1}{p_0} = \nu_k$.

Числовые значения ψ_{max} в соответствии со сказанным на стр. 81—82 выражаются цифрами: 209—для перегретого пара, 199—для сухого насыщенного пара [при подстановке в формулы (20) и (21) p —в кг/см², f_1 —в м²].

На основании вышеизложенного суживающиеся сопла в паровых турбинах можно и должно применять лишь в тех случаях, когда $\frac{p_1}{p_0} \geq \nu_k$; если отношение давлений $\frac{p_1}{p_0} < \nu_k$, необходимо ставить расширяющиеся сопла¹.

Следует еще раз подчеркнуть, что при учете скорости входа пара в сопло начальным давлением в вышеприведенных формулах, в том числе и для определения критического давления, следует считать p_0' (фиг. 60). Суживающееся сопло, имеющее при малой скорости входа отношение $\frac{p_1}{p_0} > \nu_k$, может оказаться непригодным для работы с повышенной скоростью входа, так как с учетом последней величина $\frac{p_1}{p_0}$ может быть меньше ν_k (см. пример 3 в § 14).

Теоретический расход пара через расширяющееся сопло может быть вычислен по формуле (20), если в нее вместо f_1 подставить f_{min} и для коэффициента ψ_0 принять его максимальное значение (соответствующее $\frac{p_1}{p_0} = \nu_k$).

§ 14. Действительный процесс истечения пара и расчет сопел

На стр. 74 мы указали, что при адиабатическом расширении пара закон преобразования потенциальной энергии в кинетическую может быть представлен формулой (скоростью входа в сопло пренебрегаем)

$$\frac{c_{1t}^2}{2g} = \frac{1}{A} (i_0 - i_{1t}),$$

причем адиабатический перепад тепла изображается на i -с-диаграмме (фиг. 60) вертикалью A_0A_{1t} .

В действительности расширение пара в сопле не происходит по адиабате.

Истечение пара сопровождается трением его о стенки сопла, вихревыми движениями частиц пара, в некоторых случаях—так называемым „уплотняющим ударом“ (см. ниже § 17).

Работа, которая требуется для преодоления этих сопротивлений,

¹ Об исключении из этого правила см. § 18.

вновь превращается в тепло и повышает, таким образом, теплосодержание выходящего из сопла пара. Одновременно увеличивается и энтропия пара, так что действительный процесс расширения на i -с-диаграмме должен быть представлен некоторой кривой A_0A_1 , причем в конечной точке процесса теплосодержание

$$i_1 > i_{1t}$$

В связи с этим действительная скорость истечения пара c_1 меньше теоретической c_{1t} , причем

$$\frac{c_1^2}{2g} = \frac{1}{A} (i_0 - i_1).$$

Потеря в сопле выражается, таким образом,

$$Z_c = \frac{c_{1t}^2}{2g} - \frac{c_1^2}{2g} = \frac{1}{A} (i_1 - i_{1t}) \quad (22)$$

в механических единицах, или

$$h_c = \frac{A}{2g} (c_{1t}^2 - c_1^2) = i_1 - i_{1t} \quad (22a)$$

в тепловых единицах.

Обычно потерю энергии в сопле выражают в долях от адиабатического („располагаемого“) перепада тепла. Обозначив коэффициент потери энергии через ζ , мы можем положить

$$h_c = \zeta (i_0 - i_{1t}) \quad (23)$$

в тепловых единицах, или

$$Z_c = \zeta \frac{c_{1t}^2}{2g} \quad (23a)$$

в механических единицах.

Приравнявая

$$\zeta \frac{c_{1t}^2}{2g} = \frac{c_{1t}^2}{2g} - \frac{c_1^2}{2g},$$

определяем

$$c_1 = c_{1t} \sqrt{1 - \zeta} = \varphi c_{1t}, \quad (24)$$

где

$$\varphi = \sqrt{1 - \zeta} \quad (25)$$

может быть назван скоростным коэффициентом сопла.

Коэффициент φ , как будет показано в § 17, можно принимать в пределах от 0,92 до 0,98 ($\zeta = 0,15 \div 0,05$); средним является $\varphi = 0,95$ ($\zeta = 0,1$).

Если величина потери энергии в сопле h_c известна, то действительное состояние пара при выходе из сопла можно определить при помощи i -с-диаграммы следующим образом:

Так как теплосодержание пара при выходе из сопла на вели-

чину h_c больше, чем для случая адиабатического расширения, то от точки A_{11} на фиг. 60 надо отложить по вертикали вверх

$$h_c = \zeta(i_0 - i_{11})$$

и через полученную точку B провести горизонталь (или вообще линию, параллельную оси абсцисс, имея в виду, что is -диаграммы строятся иногда в координатных осях, пересекающихся под углом 120°) до пересечения с изобарой p_1 в точке A_1 . Последняя определяет действительное состояние пара при выходе из сопла.

Для определения площади поперечного сечения сопла необходимо знать удельный объем пара. На некоторых изданиях is -диаграмм нанесены кривые удельных объемов; в этом случае искомая цифра для v_1 читается непосредственно на диаграмме.

В противном случае определяется степень сухости пара x_1 или его температура t_1 (если пар при выходе из сопла перегрет) в точке A_1 . Для случая влажного пара можно принять

$$v_1 = x_1 v_1'',$$

где v_1'' — удельный объем сухого насыщенного пара при давлении p_1 .

Если пар перегрет,

$$v_1 = \frac{0,0047 (273 + t_1)}{p_1} - 0,016$$

(p_1 подставляется в кг/см^2).

Формула эта является в известной степени устаревшей и неточной, во всяком случае она неприменима для пара высокого давления и температуры (при $p > 20 \div 25 \text{ ат}$, $t > 350^\circ \div 370^\circ$).

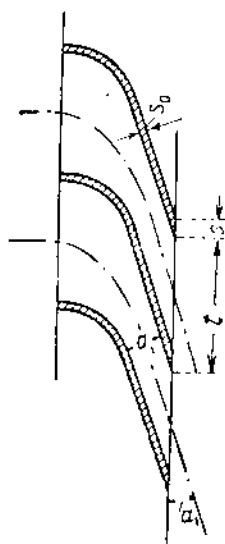
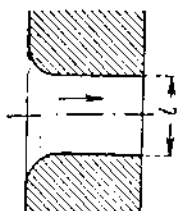
Лучше всего находить удельный объем перегретого пара по таблицам, или по специальной диаграмме.

На фиг. 67—70 представлены различные типы сопел, применяемые в паровых турбинах (см. также фиг. 27 и 28).

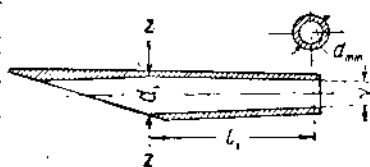
В суживающихся соплах (фиг. 67) расчету подлежит лишь выходное сечение $f_1 = a_1 l$. Размеры входного сечения зависят от различных обстоятельств и выбираются без расчета.

В турбинах Лавалля применяются отдельно изготовленные сопла круглого сечения (фиг. 68). Обычно же и расширяющиеся сопла изготавливаются целым сегментом, причем каждое из сопел имеет прямоугольное сечение (фиг. 69).

Выходная часть расширяющегося сопла (косой срез) может быть образована линией mn , параллельной оси сопла (фиг. 69),



Фиг. 67. Суживающиеся сопла.



Фиг. 68. Сопло турбины Лавалля.

или же, как на фиг. 70, линия cd представляет собой прямую линию без перелома. В последнем случае за выходное сечение сопла $f_1 = a_1 l$ принимают сечение, проходящее через кромку рабочей лопасти.

Кроме выходного сечения в расширяющемся сопле надо определить минимальное сечение (в „горле“ сопла), а также длину сопла l_1 (фиг. 68), за которую принимают расстояние между минимальным и выходным сечениями сопла.

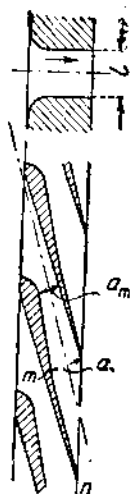
Площадь выходного сечения сопла (расширяющегося или суживающегося) определяется по формуле

$$f_1 = \frac{G v_1}{c_1},$$

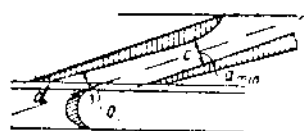
где v_1 — удельный объем пара в точке A_1 (фиг. 60).

Площадь минимального сечения расширяющегося сопла может быть определена по формулам (18), служащим для адиабатического расширения пара. Такое допущение оправдывается тем, что в суживающейся части сопла благодаря ее небольшой длине потери незначительны.

Для учета явлений, происходящих в сопле при действительном истечении, можно рекомендовать также формулу Бендемана, пригодную как для насыщенного, так и для перегретого пара,



Фиг. 69. Расширяющееся сопла.



Фиг. 70. Расширяющееся сопло.

$$f_{\min} = \frac{G}{203 \sqrt{\frac{p_0}{v_0}}} \quad (26)$$

Формула эта отличается от приведенных на стр. 81—82 лишь числовым коэффициентом.

Формула эта отличается от приведенных на стр. 81—82 лишь числовым коэффициентом, который для перегретого пара меньше величины $\psi_{\max} = 209$ адиабатического процесса и учитывает, таким образом, потери при истечении.

То обстоятельство, что для насыщенного пара коэффициент $\psi_{\max}$ в формуле Бендемана больше, чем в формуле (18а), Стодола объясняет явлением „переохлаждения“ пара, которому посвящен § 19. Правильность гипотезы Стодола подтверждается опытами. Многочисленные исследования убеждают также в том, что при работе насыщенным паром расширяющиеся сопла пропускают количество пара большее, чем следует из формулы (18а). При этом коэффициент истечения $\psi_{\max}$ и у других исследователей получался близким к величине, указанной Бендеманом (203).

¹ По новейшим опытам Иоссе (см. Festschrift Prof. Dr. A. Stodola zum 70 Geburtstag, стр. 332) числовой коэффициент в знаменателе составляет 206,2 для насыщенного или слабо перегретого пара, 207,3 — в том случае, если не менее 40% перепада тепла в сопле лежит в области перегретого пара. Мы будем в дальнейшем пользоваться все же цифрой Бендемана, нашедшей себе подтверждение в опытах других исследователей и, видимо, более соответствующей явлениям, происходящим в соплах паровых турбин.

Длину расширяющейся части сопла (применительно к обозначениям на фиг. 68) можно определить по формуле

$$L_1 = \frac{d_1 - d_{\min}}{2 \operatorname{tg} \frac{\gamma}{2}}. \quad (27)$$

Угол расширения сопла принимается обычно

$$\gamma = 6 \div 12^\circ.$$

Нижний предел обуславливается длиной сопла: чем меньше угол γ , тем больше длина сопла и больше потери в нем; однако при малой разности $d_1 - d_{\min}$ угол γ может быть выбран и меньше 6° , для того чтобы не получить неконструктивно малой длины сопла. Угол, больший 12° , выбирать не рекомендуется, так как может происходить отставание струи от стенок сопла.

Расчет соплового сегмента

Как известно из части I, сопла располагаются по окружности турбинного колеса, занимая или всю длину окружности или часть ее. В последнем случае турбина (или данная ступень) называется парциальной. Отношение длины дуги m , занимаемой сопловым сегментом (фиг. 71), ко всей длине окружности колеса, измеренной по середине высоты лопаток, называется степенью парциальности ε . При обозначениях фиг. 71

$$\varepsilon = \frac{m}{\pi d}. \quad (28)$$

Длина дуги, занимаемой соплами,

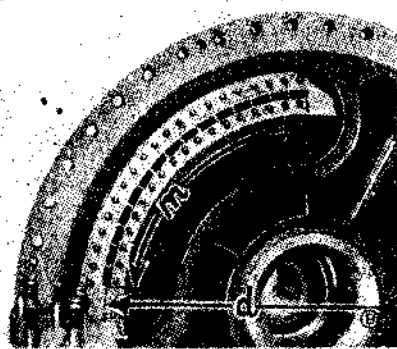
$$m = \frac{k f_{1a}}{l}, \quad (29)$$

где f_{1a} — выходное сечение сопел, перпендикулярное к оси турбины, l — высота сопел (измеренная по радиусу турбины); k — коэффициент сужения, учитывающий, что в длину дуги m входят перегородки, отделяющие сопла друг от друга.

При обозначениях фиг. 67 коэффициент сужения

$$k = \frac{t}{t-s} = \frac{t}{t - \frac{s_0}{\sin \alpha_1}}. \quad (30)$$

В среднем можно полагать $k \approx 1,15$.



Фиг. 71. Крышка турбины с соплами для парциального подвода пара.

Выходное сечение сопел (фиг. 67)

$$f_{1a} = \frac{f_1}{\sin \alpha_1} = \frac{Gv_1}{c_1 \sin \alpha_1} \quad (31)$$

Из сопоставления формул (28), (29) и (31) можно написать

$$m = \frac{kGv_1}{lc_1 \sin \alpha_1} \quad (32)$$

$$\varepsilon = \frac{kGv_1}{\pi dl c_1 \sin \alpha_1} \quad (33)$$

$$l = \frac{kGv_1}{\pi c_1 \sin \alpha_1} \quad (33a)$$

При расчете парциальной ступени высотой сопла можно задаться и по вышеприведенным формулам найти длину дуги, занимаемой сопловым сегментом, или степень парциальности.

Если подвод пара полный (степень парциальности равна единице), то высота сопла

$$l = \frac{kGv_1}{\pi c_1 \sin \alpha_1} \quad (34)$$

Номограмма № 1 в приложении к книге облегчает пользование формулой (33a). При помощи простых манипуляций, указанных на номограмме, легко определить высоту сопла; особенно удобно пользование номограммой при варьировании отдельных величин, входящих в формулу.

Пример 1. Определить действительную скорость истечения и состояние пара при выходе сопла для случая, разобранный на стр. 75, в предположении, что $\zeta = 0,1$.

Потеря в сопле по формуле (23)

$$h_c = 0,1 \cdot 181,5 = 18,15 \text{ кал/кг.}$$

Скоростной коэффициент по формуле (25)

$$\varphi = \sqrt{1 - 0,1} = 0,95.$$

Действительная скорость истечения

$$c_1 = \varphi c_{1t} = 0,95 \cdot 1232 = 1170 \text{ м/сек.}$$

Откладывая на фиг. 60 от точки A_{1t} отрезок

$$\overline{A_{1t}B} = 18,15 \text{ кал/кг}$$

и проведя через точку B горизонталь, определяем точку A_1 , для которой степень сухости

$$x_1 = 0,805.$$

По таблицам находим для давления $p_1 = 0,1 \text{ ата}$

$$v_1'' = 14,96 \text{ м}^3/\text{кг.}$$

Поэтому

$$v_1 = 0,805 \cdot 14,96 = 12,05 \text{ м}^3/\text{кг.}$$

Для данных пределов расширения пара необходимо применить расширяющееся сопло.

При расходе пара

$$G = 1 \text{ кг/сек}$$

площадь поперечного сечения в горле сопла

$$f_{\text{min}} = \frac{G}{199 \sqrt{\frac{p_0}{v_0}}} = \frac{1}{199 \sqrt{\frac{16}{0,126}}} = 0,000446 \text{ м}^2 = 446 \text{ мм}^2$$

(по таблицам $v_0 = 0,126 \text{ м}^3/\text{кг}$).

Площадь выходного сечения

$$f_1 = \frac{Gv_1}{c_1} = \frac{1 \cdot 12,05}{1170} = 0,0103 \text{ м}^2 = 10300 \text{ мм}^2.$$

Очертание кривой A_0A_1 для расчета сопла значения не имеет, поэтому часто ее изображают в виде прямой линии.

Пример 2. Определить размеры сопла паровой турбины при $p_0 = 10 \text{ ата}$, $p_1 = 6 \text{ ата}$. Пар сухой насыщенный. Расход пара $G = 0,5 \text{ кг/сек}$. Скоростной коэффициент сопла $\varphi = 0,97$.

Так как отношение $\frac{p_1}{p_0} = 0,6$ больше критического отношения давлений $\frac{p_k}{p_0} = 0,577$, можно применить суживающееся сопло.

По is -диаграмме определяем

$$i_0 - i_{1t} = 23 \text{ кал/кг}.$$

Потеря в сопле

$$h_c = \zeta(i_0 - i_{1t}) = 0,06 \cdot 23 = 1,4 \text{ кал/кг},$$
$$(\zeta = 1 - \varphi^2 = 1 - 0,97^2 = 0,06).$$

Действительный перепад тепла

$$i_0 - i_1 = 23 - 1,4 = 21,6 \text{ кал/кг}.$$

Действительная скорость истечения

$$c_1 = 91,5 \sqrt{21,6} = 425 \text{ м/сек}.$$

Степень сухости пара при выпуске (по is -диаграмме так же, как и в предыдущем примере)

$$x_1 = 0,966.$$

Удельный объем пара при выходе из сопла

$$v_1 = x_1 v_1'' = 0,966 \cdot 0,322 = 0,311 \text{ м}^3/\text{кг}$$

(v_1'' — по таблицам для $p_1 = 6 \text{ ата}$).

Площадь выходного сечения сопла

$$f_1 = \frac{Gv_1}{c_1} = \frac{0,5 \cdot 0,311}{425} = 0,000365 \text{ м}^2 = 365 \text{ мм}^2.$$

Пример 3. Определить количество пара, протекающее через суживающееся сопло, площадь поперечного сечения которого при выходе составляет 365 мм^2 . Параметры пара и скоростной коэффициент также имеют значения, указанные в примере 2. В отличие от последнего требуется учесть скорость входа пара в сопло $c_0 = 200 \text{ м/сек}$.

Величина кинетической энергии пара при входе в сопло

$$A \frac{c_0^2}{2g} = \frac{200^2}{427 \cdot 2 \cdot 9,81} = 4,8 \text{ кал/кг.}$$

Откладывая эту величину на фиг. 72 от точки A_0 в виде отрезка A_0A_0' , находим фиктивное начальное давление пара

$$p_0' \approx 11 \text{ ата.}$$

Отношение

$$\frac{p_1}{p_0'} = \frac{6}{11} = 0,545$$

меньше критического отношения давлений, и таким образом суживающееся сопло для данных условий истечения не подходит ¹.

В устье сопла установится критическое для данных условий давление

$$p_k = 0,577 \cdot 11 = 6,35 \text{ ата.}$$

Скорость пара нельзя определить по формуле (16а), выведенной для адиабатического истечения без учета входной скорости пара; мы найдем скорость пара в устье по перепаду тепла между давлениями 11 и 6,35 ата.

Адиабатический перепад тепла (отрезок $A_0'A_k$)

$$h_0 = 25 \text{ кал/кг.}$$

Действительный перепад

$$h = (1 - \zeta)h_0 = 0,94 \cdot 25 = 23,5 \text{ кал/кг.}$$

Действительная скорость выхода

$$c_1 = 91,5 \sqrt{23,5} = 444 \text{ м/сек}$$

(в предыдущем примере 425 м/сек).

В точке A_k степень сухости пара $x_1 = 0,97$. Так как удельный объем сухого насыщенного пара при давлении 6,35 ата составляет

$$v_1'' = 0,306 \text{ м}^3/\text{кг.}$$

¹ В практике турбостроения в данном случае все же применили бы суживающееся сопло, учитывая сказанное на стр. 83, а также возможность расширения пара в косом срезе сопла (см. § 18). Настоящим примером мы подчеркиваем лишь необходимость учета в известных случаях входной скорости пара не только с точки зрения величины вносимой им кинетической энергии.

то удельный объем пара в устье сопла

$$v_1 = 0,97 \cdot 0,306 = 0,297 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Искомый расход пара

$$G = \frac{f_1 c_1}{v_1} = \frac{0,000365 \cdot 444}{0,297} = 0,545 \text{ кг/сек}.$$

Если бы пар имел возможность расшириться в сопле до 6 атм, то скорость пара достигла бы величины

$$c_1 = 91,5 \cdot 0,97 \sqrt{23 + 4,8} = 468 \text{ м/сек}$$

и расход пара

$$G = \frac{0,000365 \cdot 468}{0,311} = 0,55 \text{ кг/сек}.$$

Практически скорость пара возрастет с 444 до 468 м/сек за соплом (или в его косом срезе); расход пара также может получиться несколько больше, чем 0,545 кг/сек в связи с переохлаждением пара (см. стр. 88 и § 19).

Пример 4. Определить длину соплового сегмента и степень парциальности для условий примера 2, но при расходе пара $G = 5 \text{ кг/сек}$. Диаметр турбинного венца (измеренный посредине высоты лопаток) $d = 900 \text{ мм}$, высота сопел должна быть не менее 8 мм. Угол наклона сопел $\alpha_1 = 16^\circ$.

По формуле (33)

$$\varepsilon = \frac{1,15 \cdot 5 \cdot 0,311}{3,14 \cdot 0,9 \cdot 0,008 \cdot 425 \cdot 0,276} = 0,675^1.$$

В этой формуле $v_1 = 0,311 \text{ м}^3/\text{кг}$, $c_1 = 425 \text{ м/сек}$ взяты из примера 2, $\sin 16^\circ = 0,276$. Линейные величины подставлены в метрах. Коэффициент сужения k принят 1,15.

Длина соплового сегмента

$$m = \varepsilon \pi d = 0,675 \cdot 3,14 \cdot 900 = 1910 \text{ мм}.$$

Если бы получилось $\varepsilon > 1$, что, конечно, невозможно, следовало бы принять $\varepsilon = 1$ и определить высоту сопел по формуле (34).

Пример 5 ². Построить кривую расширения пара в сопле на is -диаграмме в предположении, что по длине сопла $\varphi = \text{const}$, определить размеры сопла круглого сечения, построить кривую изменения давления пара по длине сопла при следующих данных:

$$p_0 = 100 \text{ атм}, t_0 = 400^\circ \text{Ц}, p_1 = 14 \text{ атм}, \varphi = 0,95, G = 2 \text{ кг/сек}.$$

Отношение $\frac{p_1}{p_0} < \eta_k$, поэтому следует применить расширяющуюся сопло.

¹ Тот же результат получается при пользовании номограммой № 1.

² Построение кривых в этом примере производится с чисто академической целью: для лучшего усвоения учащимися процесса, происходящего в сопле. Для практики турбостроения кривые эти не нужны.

Находим критическое давление пара

$$p_k = 0,546 \cdot 100 = 54,6 \text{ атм}$$

и отмечаем на *is*-диаграмме изобары 100, 54,6, 14 и по крайней мере две промежуточных между критическим и конечным давлением пара; выбираем (более или менее произвольно) 30 и 20 атм.

Выписываем в табл. 1 (стр. 95) перепады тепла h_0 от точки A_0 до точек A_{kt} , A'_t , A''_t , A_{1t} (фиг. 73).

Находим величины тепловых потерь в сопле при расширении до каждого из намеченных давлений,

$$h_c = \zeta h_0,$$

где в любом месте сопла

$$\zeta = 1 - \varphi^2 = 1 - 0,95^2 = 0,1.$$

При расширении до 20 атм, например,

$$h_c = 0,1 \cdot 88 = 8,8 \text{ кал/кг.}$$

Величины потерь (графа 3 таблицы) откладываем на *is*-диаграмме вверх от соответствующих точек (A_{kt} , A'_t , A''_t , A_{1t}), проводим горизонталь до пересечения с изобарами в точках A_k , A' , A'' , A_1 . В графу 4 вносим действительные перепады тепла:

$$h = h_0 - h_c.$$

Вычисляем действительную скорость пара:

$$c = 91,5 \sqrt{h}$$

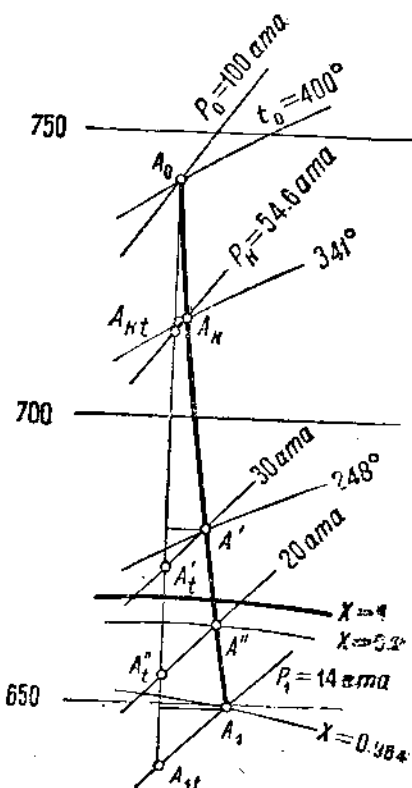
(графа 5 таблицы).

Находим состояние пара в точках A_k , A' , A'' , A_1 (в таблицу внесена или температура или степень сухости пара) и определяем соответствующие удельные объемы пара (цифры, помещенные в таблице, — графа 7 — найдены по *is*-диаграмме).

Через точки A_0 , A_k , A' , A'' проводится кривая, удовлетворяющая первому вопросу задачи.

Вычисляем площади сечений сопла:

$$f = \frac{Gv}{c}$$



Фиг. 73. Расширение пара в сопле.

в которых достигаются давления пара 54,6; 30; 20; 14 *ата*. В горле сопла, например,

$$f_{\min} = \frac{2 \cdot 0,038}{442} = 0,000172 \text{ м}^2.$$

Определив диаметры сопла (графа 9), находим длину его по формуле (27), полагая угол $\gamma = 6^\circ$:

$$l_1 = \frac{d_1 - d_{\min}}{2 \operatorname{tg} \frac{\gamma}{2}} = \frac{19,4 - 14,8}{2 \operatorname{tg} 3^\circ} = \frac{4,6}{2 \cdot 0,052} = 46 \text{ мм.}$$

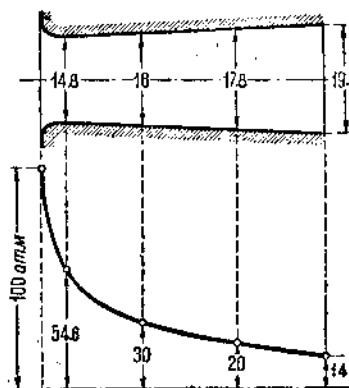
Таблица 1

1	Давление пара' <i>ата</i>	54,6	30	20	14
2	Теоретический перепад тепла от точки A_0 до вышеуказанных давлений <i>кал/кг</i>	26	69	88	104
3	Потеря в сопле <i>кал/кг</i>	2,6	6,9	8,8	10,4
4	Действительный перепад тепла <i>кал/кг</i>	23,4	62,1	79,2	93,6
5	Скорость пара <i>м/сек</i>	442	721	814	885
6	Состояние пара в конце расширения (t или x)	341°	248°	0,991	0,964
7	Удельный объем пара в конце расширения <i>м³/кг</i>	0,038	0,072	0,101	0,130
8	Площадь сечения сопла <i>мм²</i>	172	200	248	294
9	Диаметр сопла <i>мм</i>	14,8	16,0	17,8	19,4

Вычерчиваем профиль сопла (фиг. 74), соединяя концы диаметров d_1 и $d_{\min}$ прямыми линиями и выполняя суживающуюся часть сопла возможно малой длины. Под профилем сопла строим кривую давления пара в сопле, откладывая в определенном масштабе: начальное давление $p_0 = 100 \text{ ата}$ — под входным сечением сопла, критическое $p_k = 54,6 \text{ ата}$ — под минимальным сечением, конечное $p_1 = 14 \text{ ата}$ — под выходным сечением сопла. Отмечаем на профиле сопла сечения, в которых диаметр составляет 16 и 17,8 мм, и под ними откладываем соответственно давления пара 30 и 20 *ата*.

Полученная кривая не может, конечно, претендовать на большую точность, так как истинный закон изменения коэффициента ϕ по длине сопла нам неизвестен.

Пример 6. Расширяющееся сопло сконструировано для работы паром $p_0 = 11 \text{ ата}$, $x_0 = 1$, $p_1 = 11 \text{ ата}$.



Фиг. 74. Расширение пара в сопле.

Сечение сопла в горле $f_{\min} = 146 \text{ мм}^2$, выходное сечение $f_1 = 404 \text{ мм}^2$. Определить расход пара через сопло при вышеуказанных параметрах пара.

Расход пара в данном случае определяется тем количеством, которое в состоянии пропустить горло сопла.

По формуле Бендемана (стр. 88)

$$G = 203 f_{\min} \sqrt{\frac{p_0}{v_0}}$$

Так как начальный удельный объем пара по таблицам равен

$$v_0 = 0,181 \text{ м}^3/\text{кг},$$

то

$$G = 203 \cdot 0,000146 \sqrt{\frac{11}{0,181}} = 0,231 \text{ кг/сек.}$$

Определение расхода пара по формуле (18а) адиабатического истечения дало бы для G цифру $0,226 \text{ кг/сек}$, а с учетом потери в сопле ($\varphi = 0,97$) — $0,219 \text{ кг/сек}$.

Учитывая сказанное на стр. 88, мы можем все же остановиться на первой из полученных цифр.

Найденный нами расход пара не зависит ни от величины выходного сечения (пока оно больше, чем $f_{\min}$), ни от давления при выпуске (пока оно не превышает критическое давление пара).

§ 15. Расширение пара в сопле при условиях, отличающихся от расчетных

Разберем отдельно случаи суживающегося и расширяющегося сопел.

Первый случай более прост и частично разобран на стр. 83 и фиг. 65.

Суживающееся сопло „подходит“ для работы паром с любыми измененными параметрами, если только отношение давлений $\frac{p_1}{p_0}$ не опускается ниже критического.

При изменении любого из параметров пара (p_0 , t_0 , p_1) меняется и расход пара через сопло в соответствии с изменением теплового перепада.

Если отношение давлений $\frac{p_1}{p_0}$ делается меньше критического, в устье сопла установится критическое давление пара и определенный не зависящий от p_1 расход пара.

Скоростной коэффициент φ при колебаниях режима работы существенных изменений не претерпевает.

Расширяющиеся сопла при понижении конечного давления пара (и неизменном начальном состоянии) ведут себя так же,

так суживающиеся при $\frac{p_1}{p_0} < \chi_k$: в сопле пар расширяется до расчетного давления p_1 , дальнейшее же расширение пара (до p_1'') происходит вне сопла, сопровождаясь рассеянием струи (фиг. 75). Расход пара при понижении конечного давления не меняется.

Если в среде, куда вытекает пар, установится давление $p_1' > p_1$, то нормальное расширение пара происходит лишь на части длины сопла; далее струя пара отстает от стенок, истечение пара, сопровождаясь значительными вихревыми движениями, происходит с этого места с постепенным повышением давления до конечного давления p_1' , как это показано на фиг. 75.

Расход пара через сопло и в этом случае остается постоянным (если пренебречь изменением φ), однако до тех пор, пока давление в горле не превышает критического.

В горле сопла устанавливается давление выше критического, в том случае, если конечное давление превысит некоторую величину p_x , которая по Форнеру¹ может быть определена так:

$$p_x = p_0 \left(0,545 + 0,455 \sqrt{\frac{q-1}{q}} \right), \quad (35)$$

где

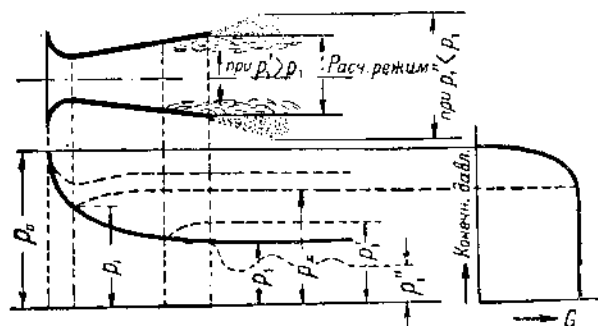
$$q = \frac{f_1}{f_{\min}}$$

При возрастании конечного давления свыше величины p_x расход пара через сопло будет уменьшаться, как показано на фиг. 75.

Вышесказанное подтверждается опытами Стодола, результаты которых изображены на фиг. 76.

По оси абсцисс отложена длина сопла, по оси ординат — давление пара. Кривые изображают, таким образом, изменение давления пара по длине сопла при различных противодавлениях. Нормальное расширение пара происходит по гиперболической кривой от 10,45 до 0,2 атм. Прикрывая вентиль между соплом и конденсатором, можно повысить давление при выходе из сопла; при этом пар в сопле сначала расширяется по кривой, почти совпадающей с кривой нормального расширения, а затем давление его постепенно возрастает до величины противодавления.

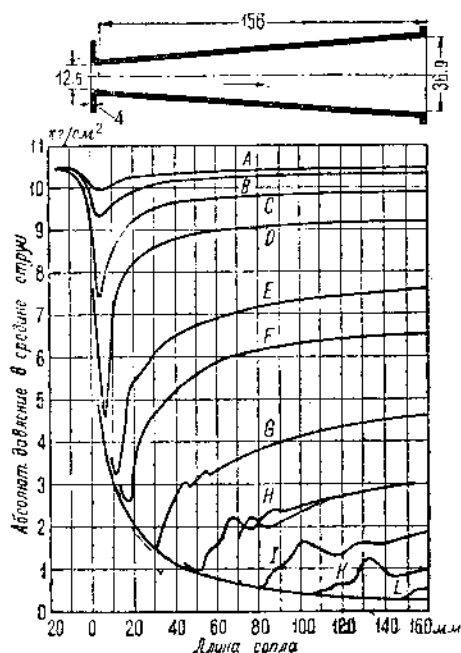
Нижние кривые фиг. 76 обнаруживают колебания, объясняемые



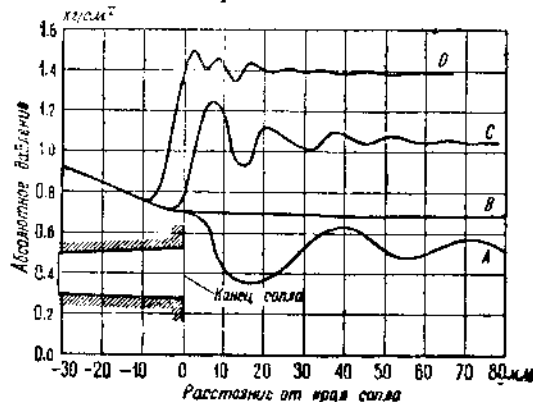
Фиг. 75. Расширяющееся сопло при различных давлениях выпуска.

¹ Stodola — Festschrift (статья Josse), стр. 340.

вибрацией частиц пара, вызывающей образование затухающих волн (аналогичных звуковым). Еще нагляднее последнее выступает на фиг. 77 (опыты Стодола). При некоторой величине противодействия, соответствующей размерам сопла, колебаний не обнаруживается совершенно (кривая *B*). При понижении противодействия появляются значительные колебания давления в струе пара за соплом (кривая *A*). Кривая *C* соответствует слегка повышенному, а кривая *D* — значительно повышенному противодействию, распространившемуся также и внутрь сопла. Последнее обстоятельство обуславливает меньшую интенсивность колебаний.



Фиг. 76. Опыты Стодола над соплами с повышенным противодействием.



Фиг. 77. Вибрация частиц пара при выходе из сопла.

произвольно выбираемой точки *A*, несколько ниже того давления, которое ожидается при выходе из сопла.

Рядом с кривой A_0A строится диаграмма, в которой по оси ординат откладываются действительные перепады тепла в сопле, а по оси абсцисс — квадраты удельных объемов пара, соответствующих конечному состоянию пара при данном перепаде тепла.

Явления, аналогичные вышеописанным, будут происходить также при изменении начальных параметров пара, в частности, при понижении давления p_0 . Так как явления эти способствуют образованию интенсивных вихревых движений частиц пара, то коэффициент φ резко падает.

Явления, аналогичные вышеописанным, будут происходить также при изменении начальных параметров пара, в частности, при понижении давления p_0 . Так как явления эти способствуют образованию интенсивных вихревых движений частиц пара, то коэффициент φ резко падает.

§ 16. v^2 -метод расчета сопел

При расчете турбины на режим работы, отличающийся от нормального (при недогрузке, например), приходится решать такую задачу: по заданным размерам сопла, расходу пара и его начальным параметрам определить давление пара при выходе из сопла.

Задачу эту проще всего решить при помощи v^2 -метода (метода квадратов удельных объемов), предложенного проф. Стодола.

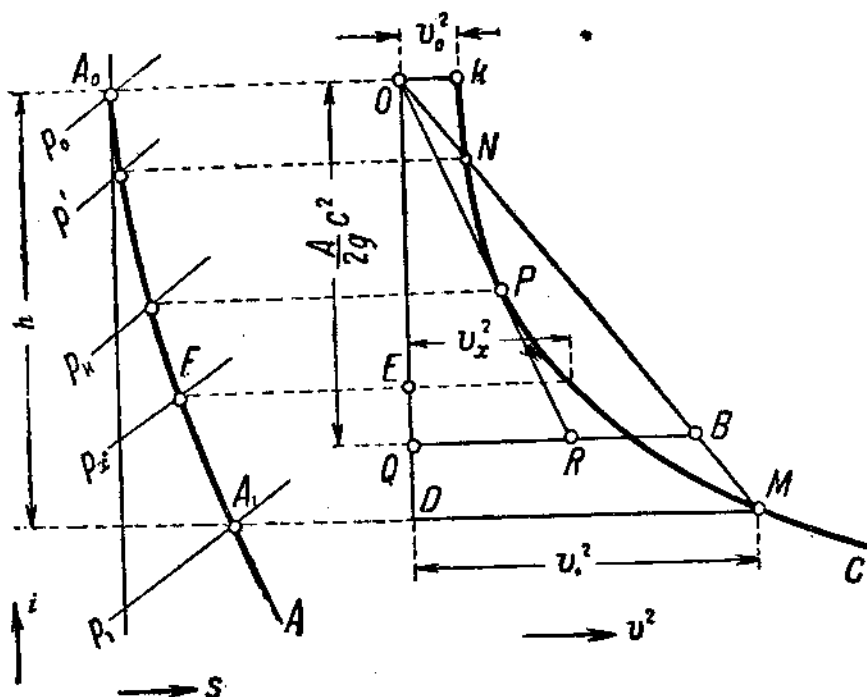
Сущность этого метода заключается в следующем:

На is -диаграмме строится предположительная кривая расширения пара в сопле A_0A (фиг. 78) способом, описанным в § 14 (фиг. 73). Кривая эта исходит из заданного начального состояния пара и доводится до более или менее

ниже того давления, которое ожи-

Так, от точки O (фиг. 78) откладывается v_0^2 — квадрат начального удельного объема пара, от точки E откладывается v_x^2 — квадрат удельного объема пара в точке F и т. д. Удельные объемы в различных точках кривой A_0A читаются на is -диаграмме или вычисляются по состоянию пара в этих точках.

Таким образом строится кривая KC квадратов удельных объемов. Масштаб построения по оси ординат обычно выбирается: $1 \text{ мм} = 1 \text{ кал/кг}$, что касается масштаба по оси абсцисс, то он зависит от характера изменения удельных объемов по высоте диаграммы. Иногда, как будет показано ниже, приходится строить кривую v^2 двумя ветвями в различных масштабах.



Фиг. 78. v^2 -метод расчета сопел.

От точки O откладываем отрезок OQ , представляющий собой в избранном масштабе величину $\frac{A}{2g} c^2$ кал/кг, где c — произвольно выбираемая скорость пара (можно рекомендовать значение $c = 1000$ м/сек).

Далее откладываем отрезок QB , равный $\left(\frac{f_1}{G} c\right)^2$, где f_1 — выходное сечение сопла в м^2 ; G — расход пара в кг/сек; c — вышеуказанная произвольно выбранная скорость в м/сек. Так как $\left(\frac{f_1}{G} c\right)^2 = v^2$ и имеет измерение $\left(\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}\right)^2$, то величина эта откладывается в масштабе абсцисс кривой KC .

Соединив точки O и B прямой линией и продолжив ее до пересечения с точкой M (для случая расширяющегося сопла), проектируем последнюю на кривую A_0A .

Точка A_1 дает решение задачи: давление пара при выходе из сопла должно равняться p_1 , действительный перепад тепла в сопле — h .

Правильность сделанного построения подтверждается следующим:

Как известно,

$$Gv = f_1 c_1,$$

$$G^2 v_1^2 = f_1^2 c_1^2.$$

Перепишем последнее выражение в виде пропорции:

$$\frac{v_1^2}{c_1^2} = \frac{f_1^2}{G^2}.$$

Разделим обе части этого уравнения на величину $\frac{A}{2g}$:

$$\frac{\frac{v_1^2}{A} c_1^2}{\frac{A}{2g}} = \frac{\frac{f_1^2}{A}}{\frac{A}{2g}}.$$

Приняв во внимание, что $\frac{A}{2g} c_1^2 = h$, и умножив числитель и знаменатель правой части уравнения на квадрат произвольной скорости c^2 , находим

$$\frac{v_1^2}{h} = \frac{\left(\frac{f_1}{G} c\right)}{\frac{A}{2g} c^2}. \quad (36)$$

Эту же пропорцию мы получаем из подобия треугольников OBQ и OMD :

$$\frac{\overline{MD}}{\overline{OD}} = \frac{\overline{QB}}{\overline{OQ}}.$$

Так как $\overline{MD} = v_1^2$, $\overline{OD} = h$, $\overline{QB} = \left(\frac{f_1}{G} c\right)^2$, $\overline{OQ} = \frac{A}{2g} c^2$, то действительно сделанное нами построение приводит к уравнению (36), что и подтверждает правильность метода.

Если давление $p_1 < p_{k0}$ (меньше критического давления), то линия OM пересечет кривую OC не только в точке M , но еще и в другой точке N . Повторяя относительно этой точки вышеприведенные рассуждения, мы приходим к выводу, что при достижении паром давления p' потребуется для прохода G кг.сек пара та же величина сечения сопла f_1 , что и при выходе. Очевидно, состояние пара в точке N соответствует расширению пара в суживающейся части сопла, сечение которой, как известно, меняется от бесконечно большого до $f_{\min}$; таким образом на протяжении суживающейся части сопла всегда можно найти сечение, равное выходному.

Линия OP , касательная к кривой KC , определяет собою минимальное сечение сопла. Образующий этой линией отрезок QR представляет собой величину $\left(\frac{f_{\min}}{G} c\right)^2$.

Если $p_1 > p_{k0}$, т. е. речь идет о суживающемся сопле, то верхняя точка N пересечения линии OB с кривой OC дает решение задачи.

Может случиться, что линия OB вовсе не пересечет (и не коснется) кривой KC . Это покажет, что сопло данных размеров не в состоянии пропустить потребное количество пара. Вообще заданное количество пара G должно быть равно или меньше величины

$$203 f \sqrt{\frac{p_0}{v_0}}$$

(см. стр. 88), где вместо f надо поставить наименьшее сечение сопла (для суживающегося сопла — выходное, для расширяющегося — сечение в горле).

строим в двух масштабах: для линии KC выбираем масштаб $1 \text{ мм} = 0,2 \left(\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}\right)^2$,

для линии $K_1C_1 - 1 \text{ мм} = 4 \left(\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}\right)^2$.

Откладываем отрезок $\overline{OQ} = \frac{A}{2g} c^2$. Произвольную скорость c выбираем равной 1000 м/сек . При этом

$$\overline{OQ} = \frac{10^6}{427 \cdot 2 \cdot 9,81} = 119 \text{ кал/кг}.$$

Величину эту откладываем в масштабе is -диаграммы ($1 \text{ мм} = 1 \text{ кал/кг}$).

Из точки O проводим касательную к кривой KC до пересечения в точке R с горизонталью через точку Q . Для большей точности в нанесении касательной следует точку касания P предварительно наметить, исходя из величины критического давления пара $p_k = 0,546 \cdot 2,5 = 1,365 \text{ ата}$ (точка P находится проектированием точки P_1 из is -диаграммы).

Отрезок $\overline{QR}$ получился равным $62,2 \text{ мм}$ или $62,2 \cdot 0,2 = 12,44 \left(\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}\right)^2$ по масштабу кривой KC . Так как отрезок $\overline{QR}$ должен равняться $\left(\frac{f_{\min}}{G} c\right)^2$, то можно написать

$$\left(\frac{f_{\min}}{G} c\right)^2 = 12,44.$$

Подставив $f_{\min} = \frac{5,4}{10^4} \text{ м}^2$ и $c = 10^3 \text{ м/сек}$, находим

$$\left(\frac{5,4 \cdot 10^3}{10^4 G}\right)^2 = 12,44,$$

$$G = \sqrt{\frac{5,4^2}{12,44 \cdot 10^2}} = 0,153 \text{ кг}.$$

Для решения второй части задачи откладываем отрезок

$$\overline{QB} = \left(\frac{f_1}{G} c\right)^2 = \left(\frac{26 \cdot 10^3}{0,153 \cdot 10^4}\right)^2 = 289 \left(\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}\right)^2.$$

Предполагая, что решение задачи будет найдено на кривой K_1C_1 , отрезок $\overline{QB}$ отложим в масштабе этой последней:

$$\overline{QB} = \frac{289}{4} = 72,2 \text{ мм}.$$

Проводим линию OB до пересечения с кривой K_1C_1 в точке M . Последняя соответствует на is -диаграмме точке A_1 , лежащей на изобаре $0,08 \text{ ата}$.

Таким образом при выходе из сопла пар будет иметь давление $0,08 \text{ ата}$. Само собой разумеется, что такое давление установится при выходе из сопла лишь в том случае, если давление окружающей среды не выше $0,08 \text{ ата}$. Расход пара через сопло можно было бы определить и по формуле Бендемана (стр. 88):

$$G = 203 f_{\min} \sqrt{\frac{p_0}{v_0}}.$$

Для данного случая

$$G = \frac{203 \cdot 5,4}{10^4} \sqrt{\frac{2,5}{1,3}} = 0,152 \text{ кг}.$$

Полного совпадения величин G , определенных этими двумя методами, конечно, ожидать трудно.

§ 17. Причины, вызывающие потери в сопле, и опытное исследование их

Потеря кинетической энергии пара в сопле вызывается двумя основными факторами:

- 1) вихревыми движениями частиц пара,
- 2) трением частиц пара о стенки сопла и друг о друга.

Вихреобразные движения частиц обуславливаются, главным образом:

- 1) различными скоростями частиц в поперечном сечении сопла: частицы, прилегающие к стенкам, двигаются медленнее, чем частицы, находящиеся в центре струи;
- 2) криволинейным (в громадном большинстве конструкций) очертанием канала, обуславливающим возникновение центробежных сил, которые стремятся перемещать частицы в направлении, нормальном к изогнутой оси сопла;
- 3) ударами частиц пара друг о друга;
- 4) отставанием струи пара от стенок расширяющегося сопла.

В связи с действием центробежных сил частиц пара и ударов этих частиц в соплах создаются зоны повышенного давления. Явление это, носящее название „уплотняющего удара“, сопровождается преобразованием кинетической энергии пара в потенциальную и может быть серьезным источником потерь в сопле.

Трение частиц пара друг о друга возникает благодаря тем же вихревым движениям и неодинаковым скоростям частиц.

Следует отметить, что трение пара о стенки сопла может оказывать заметное влияние на потерю лишь в соплах малого поперечного сечения. Основной причиной потерь являются вихреобразные движения частиц со всеми вытекающими отсюда последствиями.

Для определения потери энергии в соплах различными экспериментаторами было поставлено большое число опытов. Результаты некоторых из них мы вкратце изложим.

В опытах Деллапорта¹ с расширяющимся соплом, диаметр кото-

Таблица 2

Номер сопла	9	10	11	12	13	14	15	16	18
Наименьший диаметр мм	10,01	7,72	7,72	7,72	10,01	7,72	7,72	15,88	7,72
Выходной диаметр . . . мм	36,85	36,16	36,16	36,16	29,36	28,65	25,42	28,70	36,16
Длина сопла . . . мм	162,7	164,7	139,7	79,8	76,8	73,8	74,8	76,2	140,5
Угол расширения . . .	9°26'	9°53'	11°41'	20°31'	14°30'	16°18'	13°37'	9°41'	11°36'
Состояние поверхности	Гладко полированная						Шероховатая	Гладкая	Шероховатая
Коэффициент потери энергии ζ	0,04	0,10	0,10	0,10	0,03	0,06	(0,06)	(0,06)	0,13

¹ Revue de Mecanique, Mai 1902.

рого в горле равнялся 6 мм, при выходе — 9 мм, а длина составляла 50 мм, коэффициент потери энергии ζ оказался равным 0,052.

Левицкий¹, испытывая сопло длиной 30 мм и диаметрами: $d_{\text{min}} = 6,06$ мм, $d_1 = 6,86$ мм, определил коэффициент $\zeta = 0,08$ при отношении давлений

$$\frac{P_0}{P_1} = 6,86.$$

Зибли и Кембл² (Sibley и Kemble) провели ряд испытаний с соплами разных размеров; результаты испытаний приведены в таблице 2.

Хотя некоторые цифры этой таблицы (например, № 9, 15) и находятся в противоречии с остальными, однако сопоставляя эти данные с предыдущими опытами, можно вывести заключение, что потери в сопле зависят, главным образом, от длины его и от состояния поверхности.

Опытами Зибли установлено, между прочим, что при угле расширения сопла $\gamma = 20^\circ$ еще не замечалось отделения струй пара от стенок сопла. Тем не менее обычно ограничиваются углом $\gamma = 10^\circ$, понижая его для сопел с малой степенью уширения до 6° . Слишком малые значения угла γ недопустимы ввиду того, что при этом повышается длина сопла, а следовательно, и потеря в нем.

Стодола, исследуя расширяющиеся сопла, установил, что потеря энергии в них обычно не превосходит 15% и может быть снижена до 10%; при этом в суживающейся части сопла потери меньше, чем в расширяющейся.

Фирма Броун-Бовери провела широкую программу испытания сопел при различных скоростях пара и различных степенях уширения сопла. При опытах употреблялись сопла прямоугольного сечения с постоянной по длине сопла высотой l и косым срезом согласно фиг. 80. Размеры сопел приведены в табл. 3 в.

Таблица 3

Обозначение сопла	A	B	C	D	E
Постоянная высота сечения сопла l мм	12,01	12,04	11,975	12,00	12,00
Ширина сопла в наименьшем сечении a_m мм	12,03	15,0	9,30	6,34	3,42
Ширина сопла в начале косого среза a_1 мм	12,03	21,0	21,0	20,5	21,6
Длина сопла l_1 мм	18,0	31,0	60,0	73,0	83,5
Степень уширения (отношение $\frac{f_1}{f_{\text{min}}}$)	1	1,40	2,26	3,24	6,32

¹ Z. d. V. d. I., 1903., стр. 49.

² Transact. of the Americ. Soc. of Mec. Eng., 1909.

³ A. Stodola, Dampf- und Gasturbinen, VI Aufl., стр. 126.

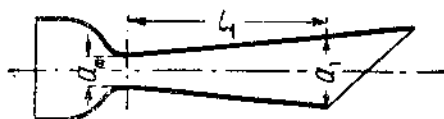
Результаты испытаний приведены на фиг. 81, где по оси абсцисс отложена теоретическая скорость истечения, а по оси ординат — значения коэффициента φ . Из графика следует, что:

1) потери в сопле возрастают с увеличением степени уширения (наибольший φ — при $\frac{f_1}{f_{\min}} = 1$);

2) наивыгоднейшие значения коэффициента лежат в пределах 500–800 м/сек и убывают в обе стороны от этих пределов.

Малые значения коэффициента φ для сопла Е Стодола объясняет его большой длиной.

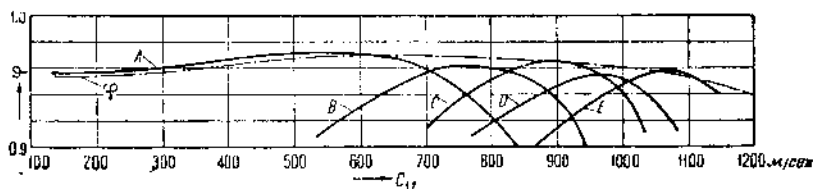
Опыты АЕГ¹ установили, что коэффициент φ при скоростях пара, больших, чем скорости звука, медленно падает, но настолько незначительно, что практически его можно считать постоянным.



Фиг. 80. Опытное сопло Броун-Бовери.

Тщательные исследования сопел произвел Христлейн. Сопла (суживающиеся и расширяющиеся), с которыми он работал, изображены на фиг. 82 и 83. Данные испытания суживающихся сопел представлены на фиг. 84а и 84б, расширяющихся — на фиг. 85. Из них можно заключить, что:

1) наибольший скоростной коэффициент φ получается при скоростях пара несколько выше критической (500–800 м/сек);



Фиг. 81. Опыты Броун-Бовери с соплами.

2) при скоростях, меньших критической, φ при одной и той же скорости возрастает с понижением давления и температуры пара (физически это обстоятельство объяснить трудно, а по отношению к степени перегрева опытные данные находятся в явном противоречии с действительностью);

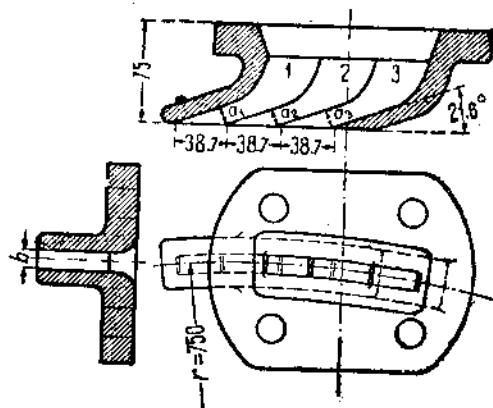
3) наибольшее значение φ с возрастанием перегрева повышается, хотя и незначительно.

Подобный же результат в отношении скоростей пара получен также при опытах Стодола², фирм Броун-Бовери и АЕГ (см. выше). Все эти опыты, однако, не затрагивали области весьма низких скоростей пара (порядка 100–200 м/сек). Поэтому показались маловероятными результаты исследований английского „О-ва

¹ Дуббель, Паровые машины и паровые турбины, вып. III, стр. 317.

² Stodola, стр. 125.

инженер-механиков" в 1922—1923 гг., убеждавшие в том, что наименьшие потери в соплах происходят при скоростях пара, значительно меньших критической. На фиг. 86



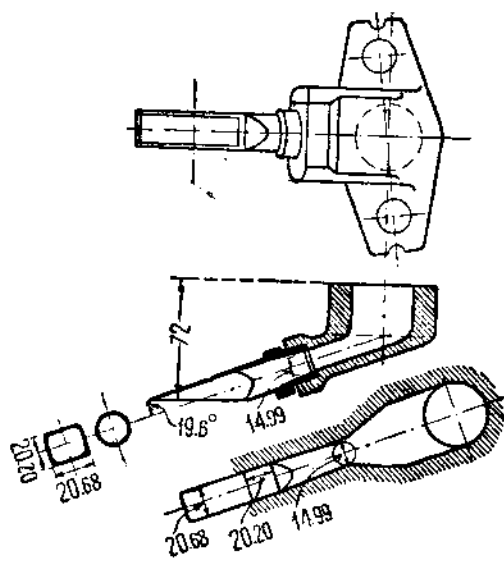
Фиг. 82. Суживающиеся сопла Христлейна с параллельными стенками.

тающий, что потеря в криволинейных степенях от уплотняющих ударов. Явления эти по мнению Лезеля усиливаются с увеличением скорости пара ¹.

Результаты английских опытов, произведших значительное впечатление в заинтересованных кругах, оспариваются американскими исследователями Уорреном и Кинаном ² (Warren и Keenan). Они доказывают, что в опытах по определению величины коэффициента φ необходимо учитывать вихревые движения пара, получающиеся при выходе его из сопла и искажающие результаты наблюдений. Если не принять эффективных мер к устранению этих явлений, то в результате опытов может оказаться, что коэффициент φ возрастает при малых скоростях пара. Однако если вихревые движения пара и неравномерное распреде-

показано сечение направляющего аппарата, подвергнутого исследованию, а на фиг. 87 — кривая изменения коэффициента φ в зависимости от скорости пара. Кривая φ имеет два максимума: один при скоростях пара, соответствующих предыдущим опытам, другой и при том более высокий — при скорости пара около 100 м/сек.

Горячим сторонником малых скоростей пара является также известный конструктор турбин Брюннского завода проф. Лезель, считавший, что в каналах зависит в большой

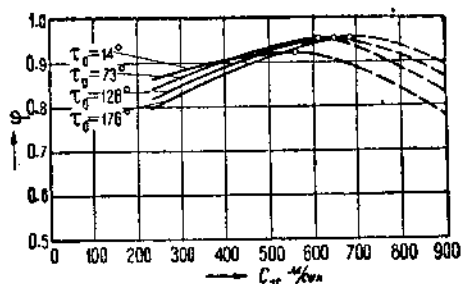
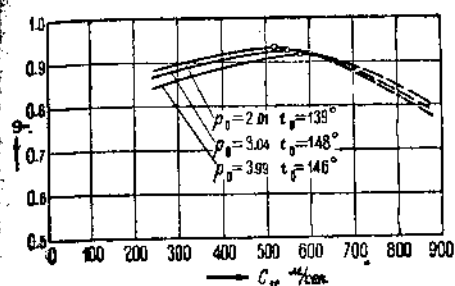


Фиг. 83. Расширяющиеся сопло Христлейна.

¹ См. Festschrift Prof. A. Stodola zum 70 Geburtstag Zürich, 1929, стр. 388, а также Gesamtbericht zweite Weltkraftkonferenz (Berlin, 1930), Band V, стр. 236.

² Z. d. V. d. I., 1926, стр. 895.

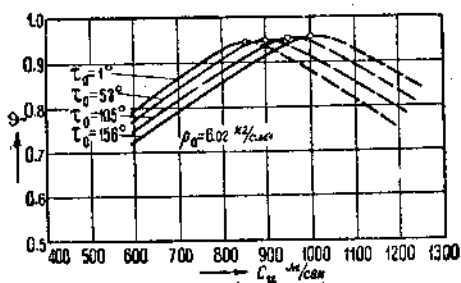
ние давлений в струе предотвратить специальными приспособлениями, которые и были применены американскими исследователями, то изменение коэффициента φ имеет иной характер: он сохра-



Фиг. 84а и б. Опыты Христлейна над соплами.

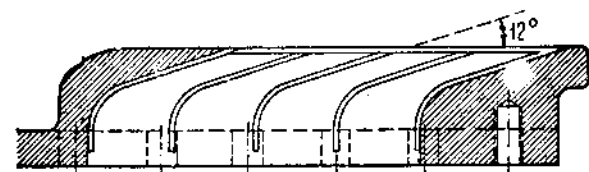
няет постоянную величину при скоростях ниже критической и быстро падает при больших скоростях пара.

Результаты описываемых опытов представлены на фиг. 88, причем кривая *a* дает зависимость φ от скорости пара при недостаточно эффективной защите от вихревых движений; эта кривая совпадает с данными английских опытов; кривая *b* дает ту же зависимость в опытах без каких-либо предохранительных приспособлений, кривая *c* — при установке специальных щитов и сеток, препятствующих завихрению пара.



Фиг. 85. Опыты Христлейна над соплами.

Большое значение придается в настоящее время зависимости коэффициента φ от высоты сопла (т. е. размера его по направлению радиуса турбины — l на фиг. 67). Конечно, на потерю скорости в сопле могут оказывать влияние оба размера прямоугольного сечения сопла — высота и ширина, но последняя, как будет показано ниже, всегда может быть выбрана наивыгоднейшей, тогда как высота сопла является его основным расчетным размером.

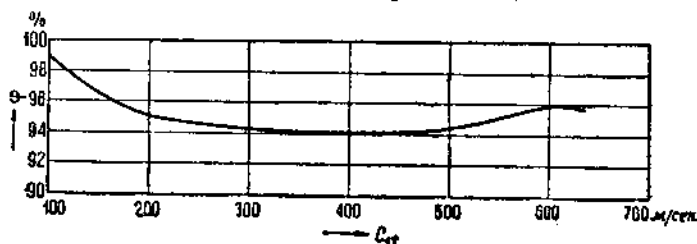


Фиг. 86. Направляющий аппарат новейших английских опытов.

На фиг. 89 изображена зависимость коэффициента φ от высоты сопла по данным АЕГ¹. Не придавая существенного значения абсо-

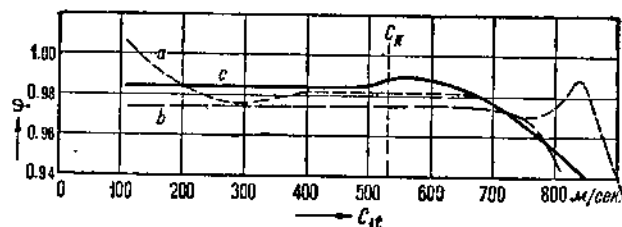
¹ „AEG-Mitteilungen“, № 6 за 1927 г. (в оригинале дана кривая φ^2).

лютным цифрам коэффициента φ по этой кривой, следует отметить, что при малых высотах сопла потеря в нем увеличивается с уменьшением высоты сопла; при более или менее значительной высоте сопла эта последняя на коэффициент φ не влияет.



Фиг. 87. Результаты английских опытов.

Резюмируя все вышесказанное о величине потери в соплах, приходится прийти к заключению, что этот вопрос не освещен еще с исчерпывающей полнотой.



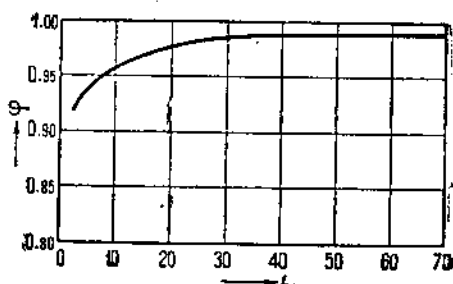
Фиг. 88. Американские опыты с соплами.

С определенностью можно установить, что скоростной коэффициент зависит от:

- 1) размеров сопла (длины, высоты и радиуса кривизны),

- 2) состояния поверхности сопла,
- 3) состояния пара,
- 4) скорости пара.

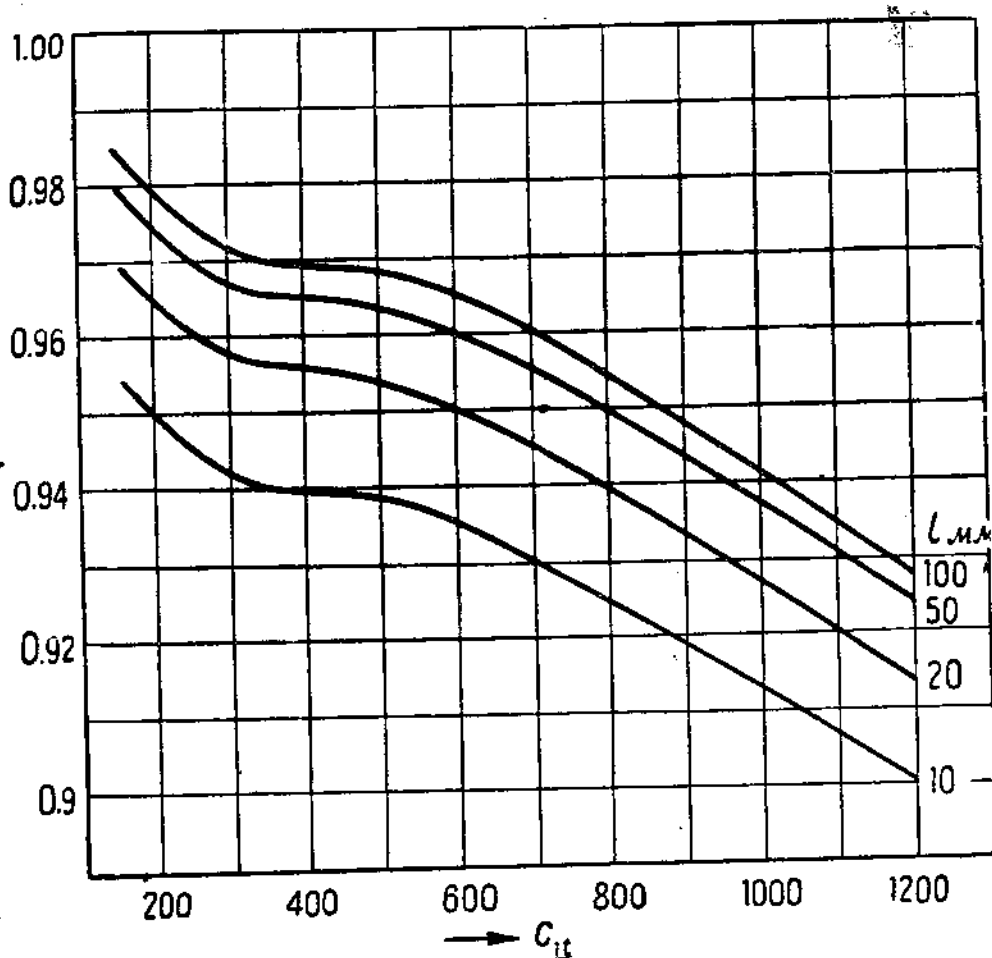
По отношению к первым двум факторам у отдельных исследователей нет особых разногласий (за небольшими исключениями, которые могут быть объяснены недостаточной тщательностью в постановке опытов). Скоростной коэффициент убывает с увеличением длины сопла и с уменьшением высоты его (начиная от 40÷100 мм); гладко обработанная поверхность стенок сопла благоприятно сказывается на величине потери¹. О влиянии криволинейности канала см. § 21. Угол поворота струи в сопловом канале более или менее одинаков в различных турбинах. Поэтому кривизну канала при определении потери обычно не учитывают.



Фиг. 89. Влияние высоты сопла на коэффициент φ по данным АЕГ.

¹ Впрочем, английские опыты не обнаружили существенной разницы между коэффициентами φ сопел с гладкой и шероховатой поверхностями—см. Z. d. V. d. I., 1928, стр. 931.

Что касается состояния пара, то кажется очевидным, что перегрев пара должен влиять благоприятно на потерю в соплах; однако экспериментальное подтверждение этого затрудняется переохлаждением пара при расширении (см. § 19). Поэтому часто при выборе коэффициента φ состояние пара не учитывается.



Фиг. 90. Кривые для выбора скоростного коэффициента сопла в зависимости от скорости пара и высоты сопла.

Существенные разногласия имеются, однако, в вопросе о влиянии скорости пара на потерю в сопле. В этом отношении данные различных исследователей сходятся лишь на том, что при скоростях пара, существенно больших критической (свыше 700–800 м/сек), φ с увеличением скорости падает. Как влияют на скоростной коэффициент малые скорости пара, остается невыясненным.

То обстоятельство, что многоступенчатые турбины, работающие с малыми скоростями пара, дают высокий к. п. д., еще не доказывает

выгодности таких скоростей с точки зрения потерь в сопле¹. Вопрос должен быть подвергнут дополнительному экспериментальному изучению и притом в обстановке, соответствующей действительным условиям работы пара в турбине².

Для практических целей можно руководствоваться при расчете расширяющихся сопел типа Лаваля следующими формулами Беллуччо³:

$$\zeta = 1 - \varphi^2 = 0,03 \frac{l_1}{d_{cp}} \quad (37a)$$

для насыщенного пара,

$$\zeta = 1 - \varphi^2 = 0,025 \frac{l_1}{d_{cp}} \quad (376)$$

для перегретого пара,

где l_1 представляет собой длину сопла,

$$d_{cp} = \frac{d_1 + d_{min}}{2}.$$

При расчете любых сопел можно выбрать коэффициент φ по кривым на фиг. 90. Кривые эти составлены нами на основании ряда указаний различных авторов с выбором среди них цифр, близко совпадающих друг с другом и с практическими данными, принятыми на некоторых заводах⁴.

Кривые дают величину коэффициента φ в функции скорости пара для различных высот сопел (от 10 до 100 мм). Для сопел ниже 10 мм значений φ не приведено, так как такие сопла почти не встречаются. Увеличение высоты сопла сверх 100 мм на коэффициент φ заметного влияния не оказывает.

Данные фиг. 90 относятся лишь к фрезерованным соплам; если сопла образованы лопатками, залитыми в диафрагмы, то эти данные следует умножить на поправочный коэффициент 0,98÷0,99.

Многие заводы принимают для всех вообще сопел (кроме ступенчатых турбин) $\varphi = 0,95$.

¹ Festschrift Prof. A. Stodola zum 70 Geburtstag, стр. 431.

² Опубликованные в самое последнее время результаты опытов Фальтина („Die Wärme“ № 30 за 1933 г.), подтверждающие данные английского „О-ва инженеров-механиков“, также не разрешают окончательно вопроса: судя по опубликованным материалам, Фальтин, располагая специально сконструированной экспериментальной турбиной, данные опыты производил в искусственной обстановке—при неподвижном рабочем колесе.

³ Belluzzo, Les turbines à vapeur, Paris, 1927, Vol. I, стр. 156.

⁴ При составлении кривых использованы вышецитированные опыты английского „О-ва инженеров-механиков“, данные АЕГ, Беллуччо, Флата, Мишковского (обе последних работы напечатаны в сборнике „Festschrift Prof. A. Stodola“).

Само собой разумеется, что кривые эти не претендуют на какую-либо универсальность и точность. Не имея возможности опубликовать принятые на некоторых заводах нормы, мы считали все же необходимым дать студенту определенные цифры, которыми он мог бы пользоваться при расчетах.

При составлении кривых мы руководствовались данными Лезеля и английского „О-ва инженеров-механиков“ о зависимости коэффициента φ от скорости пара, так как эти данные нам кажутся более правдоподобными, чем „классические“ опыты Христлейна, ББЦ и др.

§ 18. Расширение пара в косом срезе сопел

Так как сопла наклонены под небольшим углом к плоскости турбинного колеса, то выходное сечение их не является перпендикулярным к оси сопла. Выходная часть сопла образуется так называемым косым срезом, форма которого ясна из фиг. 67—70.

В суживающихся соплах с косым срезом, в том случае, если они работают с отношением давлений $\frac{p_1}{p_0}$, меньшим критического, процесс расширения пара происходит иначе, чем в соплах без косого среза.

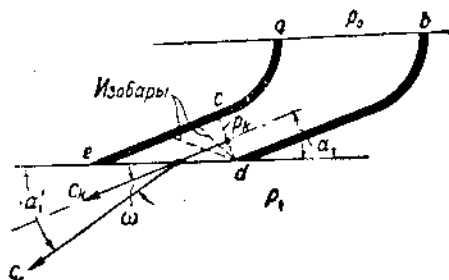
В последних, как указывалось выше, в выходном сечении при рассматриваемых здесь условиях устанавливается критическое давление пара, и скорость выхода из сопла не может превысить критическую.

В суживающихся соплах с косым срезом, как показывают опыты, может быть достигнута при выходе скорость, значительно превышающая критическую. Явление это легко объясняется при рассмотрении фиг. 91.

В части $abdc$ сопла расширение пара происходит нормально, причем в сечении по cd устанавливается критическое давление (при условии, что давление в среде, куда вытекает пар, p_1 меньше p_k). Далее пар входит в косой срез, причем в точке d давление его сразу падает до p_1 , вдоль же стенки ce происходит постепенное расширение пара. Линии постоянного давления в косом срезе приобретают поэтому направление лучей, исходящих из точки d . По линии de , в частности, устанавливается давление p_1 . Отклонение изобар от направления, перпендикулярного к оси сопла, находится в соответствии с увеличением удельного объема пара при расширении; ширина струи, считая таковую по направлению изобары, увеличивается, как этого и требует увеличение удельного объема. Расширение, таким образом, подчиняется тем же законам, что и в расширяющейся части сопла Лаваля: падение давления от p_k до p_1 вызывает приращение скорости от c_k до c_1 .

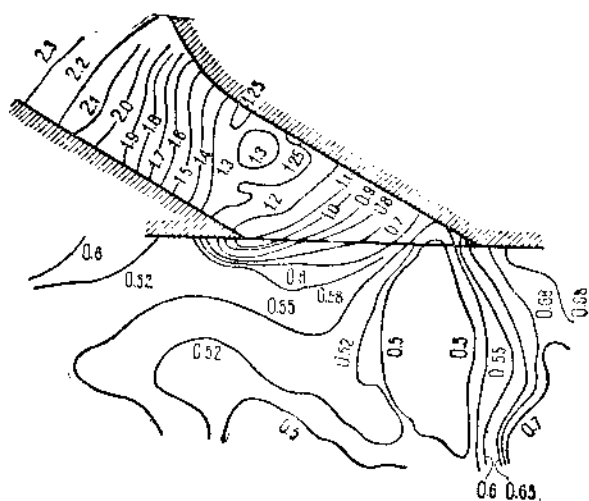
Косой срез может быть использован для преобразования потенциальной энергии в кинетическую лишь до тех пор, пока изобара, совпадающая с линией de , не будет иметь значения большего, чем p_1 . В последнем случае (т. е. при давлении по линии de , равном $p_1' > p_1$) частичное расширение пара (от p_1' до p_1) произойдет вне сопла путем рассеяния и не вызовет соответствующего приращения скорости.

В связи с отклонением изобар от направления, перпендикулярного к оси сопла, должно произойти и отклонение струи пара от оси сопла. Пар, давлением p_k , приходя в точке d в соприкосно-



Фиг. 91. Расширение пара в косом срезе сопла.

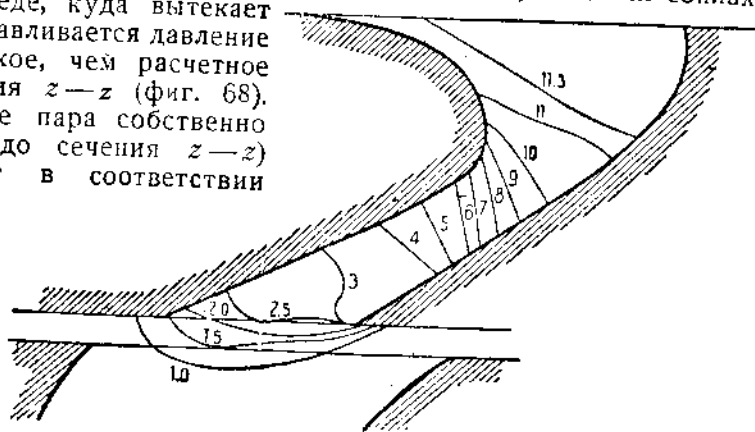
вание со средой более низкого давления (p_1), ищет путь наименьшего сопротивления и отклоняется от оси сопла на некоторый угол ϕ .



Фиг. 92. Изобары в сопле с параллельными стенками.

Таким образом при расширении пара в косом срезе сопла необходимо считаться с изменением направления струи пара: он выходит из сопла не под углом α_1 , а под большим углом α_1' .

Описанное явление имеет место и в расширяющихся соплах, если в среде, куда вытекает пар, устанавливается давление более низкое, чем расчетное для сечения $z-z$ (фиг. 68). Расширение пара собственно в сопле (до сечения $z-z$) происходит в соответствии



Фиг. 93. Изобары в расширяющемся сопле.

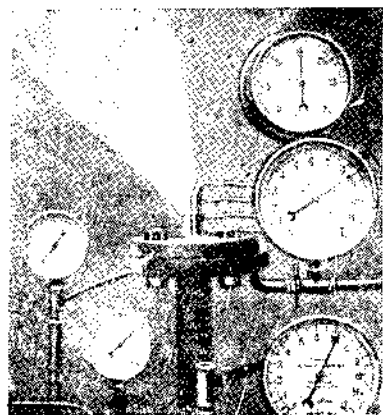
с расчетными данными; дальнейший перепад давления происходит в косом срезе и сопровождается отклонением струи от оси сопла.

Резюмируя, небесполезно еще раз подчеркнуть, что отклонение струи, связанное с расширением в косом срезе, происходит лишь в том случае, если за суживающимся соплом давление

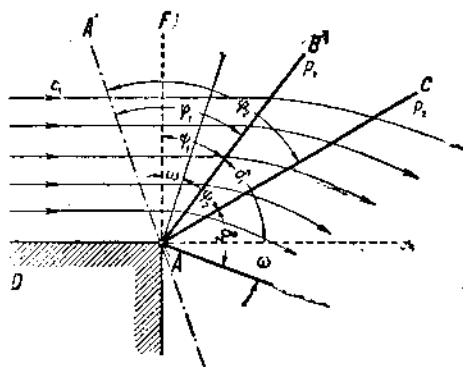
пара меньше критического, а за расширяющимся — меньше того давления, на которое рассчитано выходное сечение сопла ($z-z$ на фиг. 68).

Явления эти целиком подтверждаются многочисленными опытами (Стодола, Христлейна и др.).

На фиг. 92 и 93 изображено распределение давлений в соплах по опытам Стодола¹. В первом случае (сопло с параллельными стенками) давление свежего пара составляло 2,51 *ата* при температуре 198°, противодавление — 0,5 *ата*. На фиг. 93 намечены изобары в расширяющемся сопле при перепаде давления от 11 до 1 *ата*. Благодаря вихревым движениям частиц пара изобары не представляют собой прямых линий, но в общем их направление соответствует ранее высказанным предположениям.



Фиг. 94. Отклонения струи пара от сопла.



Фиг. 95. Протекание струи мимо стенки, образующей угол.

На фиг. 94 показана фотография сопла, испытанного проф. Стодола в условиях расширения в косом срезе. Отклонение струи от оси сопла ясно видно на этой фотографии.

Расширение пара в косом срезе сопел может быть исследовано при помощи нижеследующей теории Мейера²: пусть струя пара движется вдоль стенки DA со скоростью c_1 , большей критической (фиг. 95). В сечении AF давление пара составляет p_1 . За точкой A струя попадает в пространство с давлением p_2 . Вследствие этого происходит расширение пара и связанное с ним отклонение струи от первоначального направления, как и показано на фиг. 95. Однако, как доказывают исследования Мейера и Прандтля³, изменение состояния струи начинается лишь от вектора AB , наклонного под так называемым углом Маха δ_1 к первоначальному направлению струи. До достижения частицами пара вектора AB их скорость, направление, а равно и давление в струе остаются неизменными. Величина угла Маха определяется соотношением

$$\sin \delta_1 = \frac{c_k}{c_1},$$

где c_k — критическая скорость, соответствующая состоянию пара в сечении по AB .

¹ Stodola, стр. 112.

² Forschungsheft d. V. d. I. № 62, также см. Loschge, Z. d. V. d. I. 1916, стр. 770.

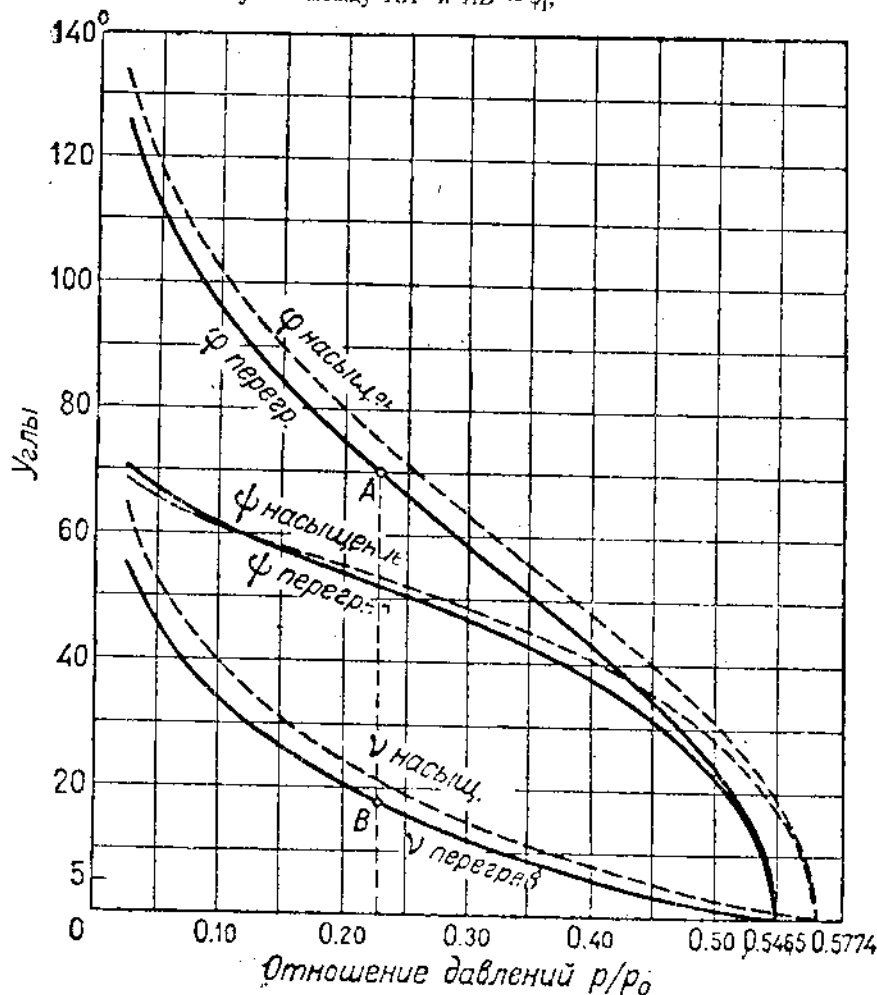
³ „Phys. Z.“ 1907, стр. 23.

Начиная от вектора AB , давление постепенно падает (от p_1 до p_2), причем конечное давление p_2 устанавливается в сечении по AC , наклоненном под углом Маха δ_2 к новому направлению струи, причем

$$\sin \delta_2 = \frac{c'_k}{c_2}$$

(c_2 — конечная скорость пара, c'_k — критическая скорость пара, соответствующая состоянию пара в сечении AC).

Для фиксации положения векторов AB и AC наметим некоторую исходную ось AA' и обозначим углы: между AA' и AB — φ_1 ,



Фиг. 96. График для определения угла отклонения струи.

между AA' и AC — φ_2 . Введем также обозначения

$$\psi_1 = 90^\circ - \delta_1; \quad \psi_2 = 90^\circ - \delta_2.$$

По Мейеру, для адиабатического течения без потерь связь между произвольным давлением p , лежащим в пределах от p_1 до p_2 , углом φ вектора, вдоль которого существует давление p , и углом ψ выражается следующими формулами:

$$\operatorname{tg} \left[\varphi \sqrt{\frac{k-1}{k+1}} \right] = \sqrt{\frac{2}{k+1} \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1}, \quad (38)$$

$$\operatorname{tg} \psi = \sqrt{\frac{2}{k-1} \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{k-1}{k}} - \frac{k+1}{k-1}}, \quad (39)$$

p_0 здесь обозначает давление при начальном состоянии пара ($c = 0$).
Угол отклонения струи, как видно из фиг. 95,

$$\omega = (\varphi_2 - \psi_2) - (\varphi_1 - \psi_1) = \nu_2 - \nu_1, \quad (40)$$

где разность $\varphi - \psi$ обозначена буквой ν .

Величины углов φ , ψ и ν даны на фиг. 96.

Пример. Начальное давление пара $p_0 = 20$ аиа (пар перегретый), в точке А давление $p_1 = 8$ аиа, конечное давление $p_2 = 5$ аиа. Определить угол отклонения ω .

По фиг. 96 находим для $\frac{p_1}{p_0} = 0,4$: $\varphi_1 = 42^\circ$, $\psi_1 = 37^\circ$, $\nu_1 = 5^\circ$; для $\frac{p_2}{p_0} = 0,25$: $\varphi_2 = 66^\circ$, $\psi_2 = 51^\circ$, $\nu_2 = 15^\circ$.
Угол отклонения

$$\omega = \nu_2 - \nu_1 = 15 - 5 = 10^\circ.$$

Вышеизложенная теория Мейера приложима к явлениям, происходящим в косом срезе сопла.

В суживающихся соплах, работающих с отношением давлений $\frac{p_1}{p_0}$, меньшим критического, в сечении по cd (фиг. 91) развивается критическая скорость пара; угол Маха δ_1 в этом случае равен 90° , углы ψ_1 и φ_1 равны нулю [последнее можно установить подстановкой в формулу (38) вместо $\frac{p}{p_0}$ величины критического отношения давлений $\nu_k = \frac{p_k}{p_0} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}]$. Вектора AA' и AB (фиг. 95) совпадают с вертикалью, расширение пара от давления p_k начинается в сечении по cd (фиг. 91), и весь косой срез сопла ecd может быть использован для расширения пара.

Можно установить величину максимально возможного перепада давления в косом срезе сопла, т. е. определить величину наименьшего давления, которое может быть достигнуто в выходном сечении сопла (по ed). Сравнивая фиг. 91 и 95, мы видим, что для этого случая линия AC должна совпадать с направлением de ; линия AF , как было указано выше, совпадает с cd ; поэтому угол $\varphi_2 = 90^\circ - \alpha_1$.

Найдя по фиг. 96 (точка А) величину отношения $\frac{p}{p_0}$, соответствующую известному углу φ_2 , мы и определяем этим минимальное давление, которое может установиться в сечении ed . Если, например, угол $\alpha_1 = 20^\circ$, то $\varphi_2 = 70^\circ$, и для перегретого пара по фиг. 96 $\frac{p}{p_0} \approx 0,23$.

Таким образом при начальном давлении $p_0 = 10$ аиа, в сечении по cd устанавливается давление $p_k = 5,46$ аиа, а в выходном сечении (по ed) — давление не меньше 2,3 аиа. Если давление за соплом как раз равно 2,3 аиа, то угол отклонения струи по формуле (40)

$$\omega = \varphi_2 - \psi_2 = \nu_2 = 18^\circ.$$

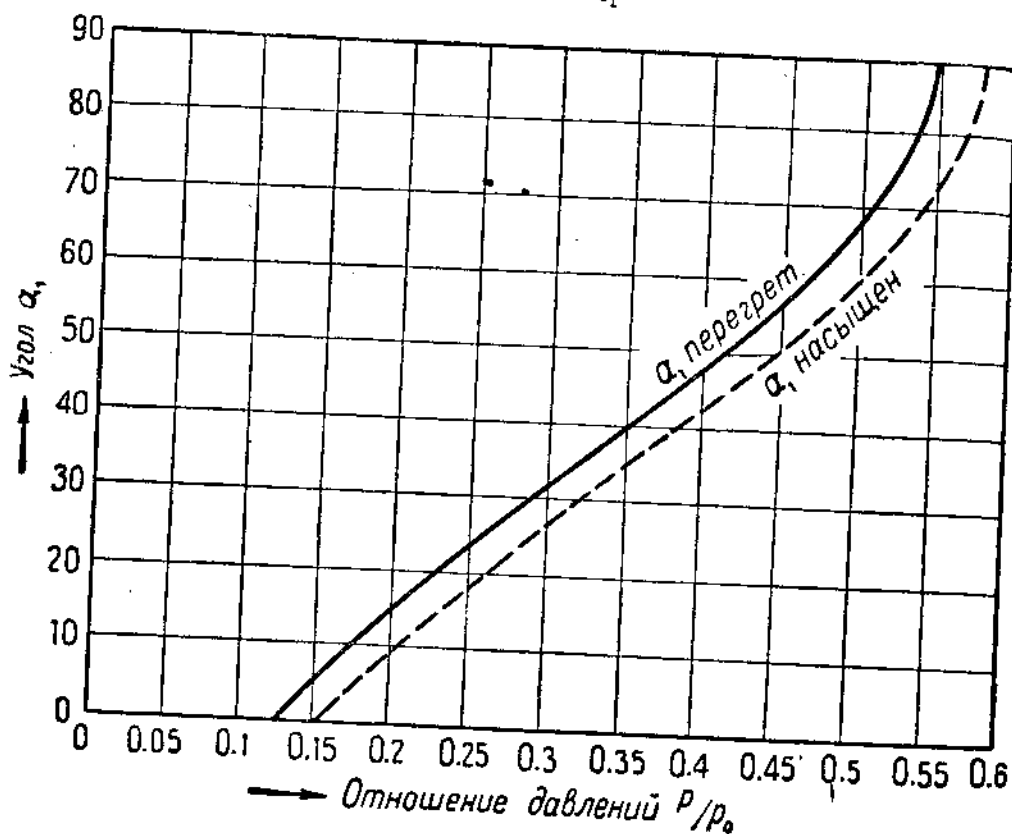
Последняя цифра найдена как ордината точки В на фиг. 96.

Если давление за соплом p_1 в данном случае было бы ниже 2,3 аиа, то частичное расширение пара (от 2,3 аиа до p_1) произошло бы вне сопла, сопровождаясь рассеянием пара. Для того чтобы последнее не имело места, необходимо, чтобы угол $\alpha_1 \leq 90^\circ - \varphi_2$, где φ_2 определяется отношением давлений $\frac{p_1}{p_0}$.

На фиг. 97 дана непосредственная связь между углом α_1 и отношением $\frac{P}{P_0}$. График этот составлен на основании фиг. 96 и позволяет сразу определять по углу наклона сопла минимальное давление в выходном сечении.

В косом срезе расширяющегося сопла процесс происходит несколько иначе. Так как в сечении по cd (фиг. 98) скорость пара больше критической, то по теории Мейера расширение начнется не от сечения по cd , а от некоторого по df , соответствующего вектору AB на фиг. 95. Положение линии df обуславливается углом Маха δ_1 , причем

$$\sin \delta_1 = \frac{c_k}{c_1}.$$



Фиг. 97. График для определения минимального давления в выходном сечении суживающегося сопла.

Для случая, когда $\delta_1 = \alpha_1$ и, следовательно, $\psi_1 = 90^\circ - \alpha_1$, линия df совпадает с de , т. е. расширение начнется лишь при выходе из сопла. Из сказанного ясно, что степень расширения в косом срезе сопла Лаваля меньше, чем в суживающемся сопле, и в известных случаях расширения в косом срезе не происходит вовсе, несмотря на то, что давление за соплом P_2 меньше, чем давление P_1 в сечении по cd (падение давления в этом случае происходит за соплом путем рассеяния пара).

Метод Мейера не дает вполне точных результатов, так как он основан на предположении адиабатического расширения пара. Его можно использовать лишь для определения (приближенного) минимального давления в выходном сечении сопла.

Для практических целей определения угла отклонения в косом срезе удобен метод, предложенный Баром¹, пригодный однако лишь для того случая, когда расширение пара не выходит за пределы сопла.

Обозначим высоту сопла, изображенного на фиг. 99, — l , ширину его в наименьшем сечении zz — b_1' , ширину струи при выходе из сопла b_1 , соответственные сечения — f_1' и f_1 :

$$f_1' = b_1' l; f_1 = b_1 l.$$

Так как расход пара

$$G = \frac{f_1' c_1'}{v_1'} = \frac{f_1 c_1}{v_1}$$

(c_1' и v_1' — скорость и удельный объем пара в наименьшем сечении, c_1 и v_1 — то же при выходе из сопла), то

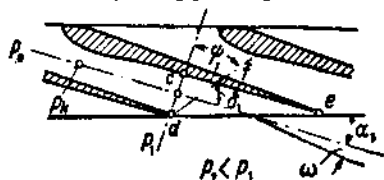
$$\frac{b_1' c_1'}{v_1'} = \frac{b_1 c_1}{v_1}.$$

С другой стороны

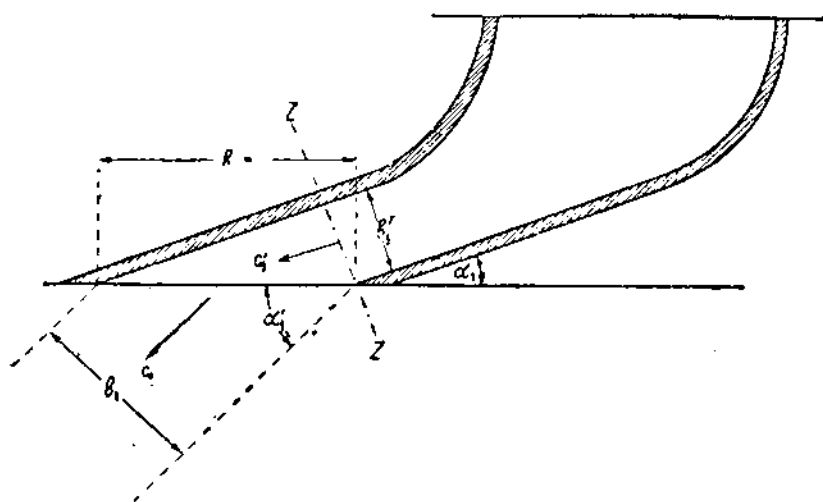
$$b_1 = b \sin \alpha_1' \text{ и } b_1' = b \sin \alpha_1.$$

Поэтому

$$\frac{c_1' \sin \alpha_1}{v_1'} = \frac{c_1 \sin \alpha_1'}{v_1}.$$



Фиг. 98. Расширение пара в косом срезе расширяющегося сопла.



Фиг. 99. Отклонение струи пара в суживающемся сопле.

Следовательно,

$$\sin \alpha_1' = \frac{c_1' v_1}{c_1 v_1'} \sin \alpha_1. \quad (41)$$

¹ Baer, Z. d. V. d. I, 1916, стр. 645.

Угол отклонения струи от оси сопла измеряется разностью $\alpha_1' - \alpha_1$.

Приведенный способ расчета дает удовлетворительное совпадение с цифрами, полученными из опыта, в особенности, если скорость c_1 превосходит критическую скорость c_k не более, чем на 70% ¹.

Тот же метод служит и для расчета сопла Лаваля, в котором для расширения используется также и косой срез его; в этом случае вместо α_1' и c_1' в формулу (41) надо подставить значения удельного объема и скорости пара в сечении zz (фиг. 68).

Пример 1. Пар (сухой насыщенный) расширяется в суживающемся сопле от $p_0 = 12 \text{ ата}$ до $p_1 = 4 \text{ ата}$. Угол наклона сопла $\alpha_1 = 16^\circ$. Скоростной коэффициент $\varphi = 0,95$. Определить угол отклонения струи, учитывая возможность достижения сверхкритической скорости в косом срезе сопла.

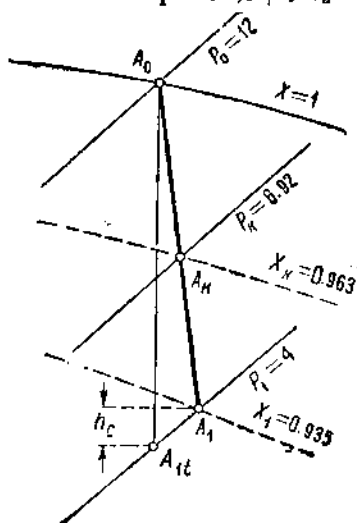
$$\left(\frac{p_1}{p_0} = 0,333 < 0,577\right).$$

Проверим предварительно, будет ли расширение пара от критического давления (6,92 ата) до 4 ата происходить в пределах косого среза. Для этого воспользуемся графиком на фиг. 97.

Для угла $\alpha_1 = 16^\circ$ отношение давлений $\frac{p_1}{p_0} = 0,235$, т. е. косой срез может быть использован для расширения пара до $0,235 \cdot 12 = 2,8 \text{ ата}$. Так как заданное давление (4 ата) выше только что найденного, то задачу можно решить методом Бэра.

Скорость истечения

$$c_1 = 91,5 \varphi \sqrt{i_0 - i_{1t}} = 0,95 \cdot 91,5 \sqrt{48} = 603 \text{ м/сек.}$$



(Перепад тепла определен по is -диаграмме (фиг. 100) в виде отрезка $A_0 A_{1t}$.)

Действительный процесс в сопле определяется приблизительно прямой линией $A_0 A_1$, получаемой по отложению отрезка

$$h_c = \zeta(i_0 - i_{1t}) = 0,1 \cdot 48 = 4,8 \text{ кал/кг.}$$

Критическое давление пара

$$p_k = 0,577 p_0 = 0,577 \cdot 12 = 6,92 \text{ ата.}$$

Перепад тепла между точками A_0 и A_k

$$i_0 - i_k = 28 \text{ кал/кг.}$$

Критическая скорость истечения

$$c_k = 91,5 \sqrt{i_0 - i_k} = 91,5 \sqrt{28} = 439 \text{ м/сек}^2$$

По таблицам находим удельные объемы сухого насыщенного пара для

Фиг. 100. Расширение пара в суживающемся сопле с косым срезом.

¹ См. Дуббель, Паровые машины и паровые турбины, стр. 360.

² Можно определить c_k и по формуле (16а) с введением в нее коэффициента φ .

давления 6,92 *ата* — 0,280 *м³/кг* и для давления 4 *ата* — 0,471 *м³/кг*.

Так как (по *is*-диаграмме) $x_k = 0,963$, а $x_1 = 0,935$, то

$$v_k = 0,963 \cdot 0,280 = 0,270 \text{ м}^3/\text{кг},$$

$$v_1 = 0,935 \cdot 0,471 = 0,440 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

По формуле (41), имея в виду, что в данном случае $v_k = v_1$ и $c_k = c_1'$,

$$\sin \alpha_1' = \frac{439}{603} \cdot \frac{0,440}{0,270} \sin 16^\circ = 0,327,$$

$$\alpha_1' = 19^\circ 5'.$$

Угол отклонения струи от оси сопла

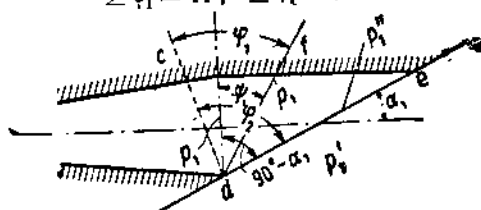
$$\omega = \alpha_1' - \alpha_1 = 3^\circ 5'.$$

Пример 2. Расширяющееся сопло рассчитано на следующие параметры пара: $p_0 = 30 \text{ ата}$, $t_0 = 400^\circ$, $p_1 = 10 \text{ ата}$. Угол наклона сопла $\alpha_1 = 25^\circ$. При изменении режима работы с сохранением тех же начальных параметров давление за соплом установилось $p_1' = 5 \text{ ата}$. Определить угол отклонения струи при выходе из косого среза.

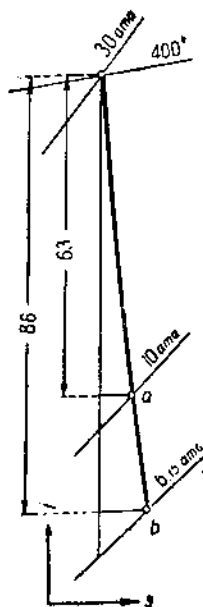
Пользуясь фиг. 96, проверим предварительно, какое давление может быть достигнуто при выходе из косого среза. Для этого находим по откошению давлений

$$\frac{p_1}{p_0} = \frac{10}{30} = 0,333$$

$$\angle \psi_1 = 44^\circ; \angle \varphi_1 = 53^\circ.$$



Фиг. 101. Расширение в косом срезе сопла.



Фиг. 102. Расширение пара в сопле Лаваля с косым срезом.

Из фиг. 101, основанной на фиг. 95, ясно, что угол φ_2 , определяющий конечное давление в сечении по *de*, может быть определен так:

$$\varphi_2 = \varphi_1 - \psi_2 + 90^\circ - \alpha_1,$$

т. е.

$$\varphi_2 = 53 - 44 + 90 - 25 = 74^\circ.$$

По фиг. 96 находим отношение давлений для этого случая

$$\frac{p_1''}{p_0} = 0,205,$$

т. е. в сечении по *de* минимальным давлением пара будет

$$p_1'' = 0,205 \cdot 30 = 6,15 \text{ ата}.$$

Так как перепад давления от 6,15 до 5 *ата* произойдет путем рассеяния пара по выходе из сопла, мы рассчитаем сопло для расширения лишь до 6,15 *ата*.

Угол отклонения струи по Мейеру (мы пользуемся его методом лишь потому, что большинство величин, необходимых для расчета, уже найдено)

$$\omega = (\varphi_2 - \psi_2) - (\varphi_1 - \psi_1) = (74 - 54) - (53 - 44) = 11^\circ$$

$$(\psi_2 = 54^\circ \text{ найден по отношению } \frac{p_1''}{p_0} = 0,205).$$

Для расчета по методу Бэра скоростной коэффициент φ принят равным 0,95 и на фиг. 102 изображен процесс сопла на is -диаграмме.

Скорости пара [сохраняя обозначения формулы (41)]:

$$c_1' = 91,5 \sqrt{63} = 726 \text{ м/сек},$$

$$c_1 = 91,5 \sqrt{86} = 848 \text{ м/сек}.$$

Удельный объем пара в точке a

$$v_1' = 0,235,$$

в точке b

$$v_1 = 0,36.$$

Так как

$$\sin \alpha_1 = \sin 25^\circ = 0,423,$$

то по формуле (41)

$$\sin \alpha_1' = \frac{726 \cdot 0,36 \cdot 0,423}{848 \cdot 0,235} = 0,555,$$

$$\alpha_1' = 33^\circ 45',$$

т. е. угол отклонения

$$\omega = 33^\circ 45' - 25^\circ = 8^\circ 45',$$

что несколько менее (как и следовало ожидать) величины, найденной по способу Мейера.

В заключение нужно отметить, что использование косого среза сопла для расширения в нем пара представляет известные выгоды при проектировании многоступенчатых турбин. Отношение давлений в соседних ступенях часто получается несколько меньше критического отношения давлений. Применение в этих случаях суживающихся сопел с расширением пара в косом срезе (вместо расширяющихся сопел) целесообразно, однако, лишь до тех пор, пока угол отклонения струи ω не превзойдет определенной величины. Дело в том, что с увеличением угла α_1 наклона струи уменьшается, как будет показано ниже, к. п. д. турбины. Обычно при угле ω свыше $3^\circ - 4^\circ$ падение к. п. д. турбины, связанное с увеличением угла α_1 , не компенсируется выгодами от применения суживающегося сопла вместо расширяющегося. Если струя отклоняется больше, чем на $3^\circ - 4^\circ$, лучше ставить расширяющиеся сопла.

Расширение пара в косом срезе сопла часто имеет место при отклонении режима работы турбины от нормального и, в частности, должно учитываться при расчете турбины на недогрузку.

§ 19. Переохлаждение пара при расширении

Многочисленными опытами установлено, что при расширении пара в области насыщения часто температура его оказывается ниже той, которая соответствует давлению пара. Явление это называется переохлаждением пара и не может не влиять на методы расчета сопел паровых турбин.

Переохлаждение пара объясняется тем, что для образования капелек воды в паре, перешедшем при своем расширении пограничную кривую ($x=1$), необходимы какие-то „центры конденсации“, пылинки или ионы. Если таковых в паре не заключается, то и наблюдается до известной границы „переохлаждение пара“. К этому нужно добавить, что на образование даже мельчайших капелек воды, а также на передачу тепла как внутри капелек, так и во всей массе пара требуется определенное время; времени истечения пара из сопла, измеряемого десятитысячными долями секунды, может не хватить на эти процессы.

Отношение давления пара в конце расширения к тому давлению, которое соответствует наблюдаемой температуре пара, может быть названо степенью переохлаждения. По опытам Вильсона при расширении пара в воздухе, абсолютно не содержащем необходимых „центров конденсации“, образование капелек воды начинается лишь при четырехкратной степени переохлаждения.

При расширении пара в соплах в условиях, близких к работе паровой турбины, величина переохлаждения зависит от степени расширения пара в сопле. Стодола на основании своих опытов рекомендует принимать переохлаждение равным $\tau=8^\circ\text{Ц}$ при 7,5-кратном расширении пара (отношении $\frac{p_0}{p_1}$), $\tau=3^\circ\text{Ц}$ — при 20-кратном расширении пара.

При давлении пара p_1 в конце расширения действительная температура его будет составлять

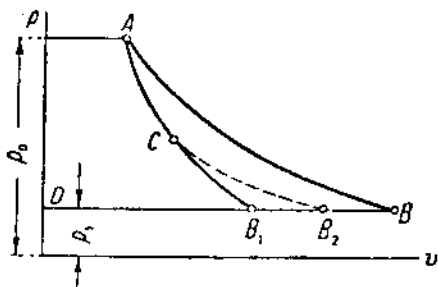
$$t_1 = t_1'' - \tau,$$

где t_1'' — температура насыщенного пара, соответствующая давлению p_1 .

Переохлаждение пара при его истечении из сопел является в известной степени „видимым“. Наблюдая расширение пара в стеклянных сосудах или трубках, различные исследователи убедились в том, что образование капелек — помутнение пара — начинается не сразу по достижении предельной кривой на i - s -диаграмме — области влажного пара, а лишь после некоторого снижения температуры по отношению к температуре насыщения.

Таким образом благодаря отмеченному явлению насыщенного пар при своем расширении некоторое время следует законам перегретого пара; соответствующие выводы отсюда ясны при рассмотрении фиг. 103.

Линия AB представляет собой политропу (с учетом потерь в сопле) насыщенного пара при расширении последнего от пограничной кривой (давление p_0) до давления p_1 . При совершенном переохлаждении пар следовал бы политропе AB_1 , перегретого



Фиг. 103. Расширение насыщенного пара с учетом переохлаждения.

пара. В действительности же, с некоторой точки C начинается образование частиц воды в паре, и политропа действительного расширения ACB_2 лишь частично (на пути AC) совпадает с линией перегретого пара.

Этим объясняется то обстоятельство, что в формуле (26) Бендемана

$$G = 203 f_{\min} \sqrt{\frac{p_0}{v_0}}$$

коэффициент 203 одинаков и для перегретого и для насыщенного пара: при расширении до критического давления обычно имеет место переохлаждение пара.

Однако и в выходном сечении сопла благодаря переохлаждению пар имеет удельный объем меньший, чем это следует из классической теории истечения пара (ср. отрезки DB_2 и DB на фиг. 103). Поэтому через сопло может пройти количество пара

$$G = \frac{f_1 c_1}{v_1}$$

большее, чем это следовало бы по ранее разобранным методам расчета сопел.

При проектировании сопел для насыщенного пара нужно поэтому иметь в виду, что сечения сопел, рассчитанные обычным методом, могут оказаться преувеличенными.

Если обозначить удельный объем пара в конце расширения, найденный обычным методом, — v_1 , а с учетом переохлаждения — v_1' , то

$$v_1' = \mu v_1$$

(μ — коэффициент, меньший единицы),

$$f_1 = \frac{G v_1'}{c_1} = \frac{G \mu v_1}{\varphi c_{1s}} = \frac{G v_1}{\varphi_0 c_{1s}}$$

где

$$\varphi_0 = \frac{\varphi}{\mu}.$$

Коэффициент φ_0 переохлажденного пара обычно получается больше единицы. Этим и объясняется то обстоятельство, что некоторые заводы при расчете сопел насыщенного пара выбирают скоростной коэффициент $\varphi > 1$. При этом, однако, этот коэффициент учитывает не только потери в сопле, но и изменение удельного объема пара при переохлаждении.

В связи с тем, что теории переохлаждения пара еще не придано формы, пригодной для практических подсчетов (в частности недостаточно экспериментальных данных), в дальнейшем изложении учитывать описанных явлений мы не будем.

§ 20. Преобразование энергии на рабочих лопатках

На фиг. 104 изображен известный уже из § 1 закон изменения скоростей пара при проходе через лопаточный венец. Вычитая из абсолютной скорости пара c_1 , достигнутой в результате расши-

рения в сопле, окружную скорость u , мы находим по величине и по направлению ($\angle \beta_1$) относительную скорость входа на лопатки w_1 .

Характер изменения скорости пара в лопаточном канале зависит от принципа работы турбины. Предположим, что турбина работает с некоторой реактивностью ρ , т. е. из всего адиабатического перепада тепла $h_0 = i_0 - i_{2t}$ в данной ступени на рабочие лопатки приходится перепад

$$h_{02} = i_1 - i_{2t} = \rho h_0.$$

В таком случае закон преобразования энергии 1 кг пара на лопатках может быть написан так:

$$\frac{w_1^2}{2g} + \frac{h_{02}}{A} = \frac{w_{2t}^2}{2g},$$

откуда теоретическая скорость при выходе из лопаток

$$w_{2t} = \sqrt{w_1^2 + \frac{2g}{A} h_{02}} = \sqrt{w_1^2 + 8380 \rho h_0}. \quad (42)$$

Для случая чисто активной турбины ($\rho = 0$), как и следовало ожидать,

$$w_{2t} = w_1.$$

Таким образом относительная скорость пара при выходе из лопаток в теоретическом случае (без потерь)

равна скорости входа, а в реактивной — больше последней.

В действительности, однако, при проходе через лопаточный канал, как и в соплах, кинетическая энергия пара частично теряется, вследствие чего действительная скорость пара оказывается ниже теоретической:

$$w_2 = \psi w_{2t}, \quad (43)$$

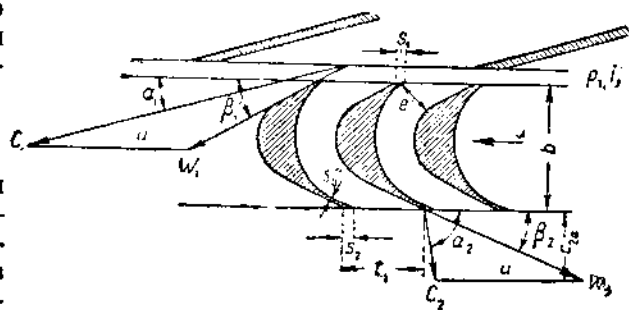
где ψ — скоростной коэффициент лопаток — величина, подобная коэффициенту φ , но зависящая от несколько иных факторов.

Для чисто активной турбины

$$w_2 = \psi w_1, \quad (44)$$

для реактивной

$$w_2 = \psi \sqrt{w_1^2 + 8380 \rho h_0}. \quad (45)$$



Фиг. 104. Изменение скорости пара на рабочих лопатках.

Потеря на лопатках, очевидно, может быть выражена так:

$$Z_n = \frac{w_{2t}^2}{2g} - \frac{w_2^2}{2g}. \quad (46)$$

Можно положить

$$Z_n = \xi \frac{w_{2t}^2}{2g}, \quad (47)$$

где ξ — коэффициент потери энергии на лопатках.

В таком случае, принимая во внимание формулу (43),

$$\xi \frac{w_{2t}^2}{2g} = \frac{w_{2t}^2}{2g} - \frac{\psi^2 w_{2t}^2}{2g},$$

откуда

$$\xi = 1 - \psi^2. \quad (48)$$

Это соотношение применяется для активных турбин, в теории же турбин реактивных обычно коэффициент потери ξ относят не к теоретической, а к действительной энергии пара $\frac{w_2^2}{2g}$, т. е. полагают

$$Z_n = \xi' \frac{w_2^2}{2g}.$$

В этом случае

$$\begin{aligned} \xi' \frac{w_2^2}{2g} &= \frac{w_2^2}{2g\psi^2} - \frac{w_2^2}{2g}, \\ \xi' &= \frac{1}{\psi^2} - 1 \end{aligned} \quad (49)$$

В дальнейшем для вычисления потери на рабочих лопатках мы будем пользоваться формулами:

для активной турбины

$$Z_n = \xi \frac{w_1^2}{2g} = (1 - \psi^2) \frac{w_1^2}{2g} \text{ кдж/кг}; \quad h_n = A\xi \frac{w_1^2}{2g} \text{ ккал/кг}, \quad (50)$$

для реактивной турбины

$$Z_n = \xi' \frac{w_2^2}{2g} = \left(\frac{1}{\psi^2} - 1 \right) \frac{w_2^2}{2g} \text{ кдж/кг}; \quad h_n = A\xi' \frac{w_2^2}{2g} \text{ ккал/кг}; \quad (51)$$

Кинетическая энергия пара, теряемая в лопатках, преобразуется в тепловую энергию; в результате потери скорости теплосодержание вытекающего из лопаток пара на величину h_n больше теплосодержания в конце адиабатического расширения (для активной турбины — на величину h_n больше теплосодержания пара, вступающего на лопатки).

§ 21. Причины, вызывающие потери на рабочих лопатках

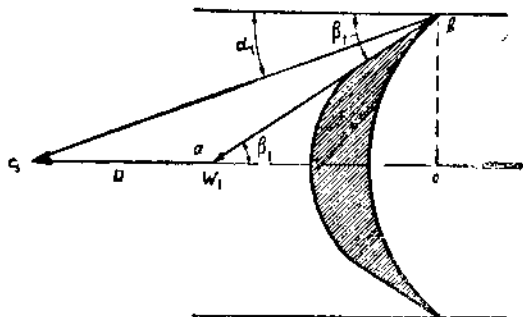
Потери на рабочих лопатках зависят от большого числа факторов, чрезвычайно усложняющих процесс, который происходит на лопатках, и приводящих иногда к противоречивым требованиям в смысле профилирования лопаток.

Главнейшими факторами, обуславливающими потерю в лопатках, являются следующие:

- 1) удар при вступлении пара на лопатку;
- 2) трение частиц пара как о стенки канала, так, в особенности, друг о друга;
- 3) вихревые движения частиц пара, обусловленные кривизной канала;

4) подсос пара на лопатку (эта потеря в сущности происходит в зазоре между соплами и лопатками; мы относим ее к потерям на лопатках ввиду трудности самостоятельной оценки этой потери).

Входная кромка лопатки выполняется обычно затупленной (размер s_1 на фиг. 104 порядка 0,5 мм); удар струи пара об эту кромку вызывает отставание частиц пара от стенок лопатки при входе и вихревые движения.



Фиг. 105. Безударное вступление пара на спинку лопатки.

Коэффициент потери энергии от этого удара Флюгель оценивает цифрой 0,01—0,03¹.

Удар происходит также или в спинку (выпуклую) или в рабочую поверхность (вогнутую) лопатки. Обычно стремятся достигнуть безударного вступления пара в отношении спинки лопатки, для чего необходимо, чтобы относительная скорость w_1 была касательной к первому элементу спинки лопатки (фиг. 105).

Угол β_1 наклона первого элемента лопатки аналитически может быть определен из треугольника abc :

$$\operatorname{tg} \beta_1 = \frac{bc}{ac} = \frac{c_1 \sin \alpha_1}{c_1 \cos \alpha_1 - u}. \quad (52)$$

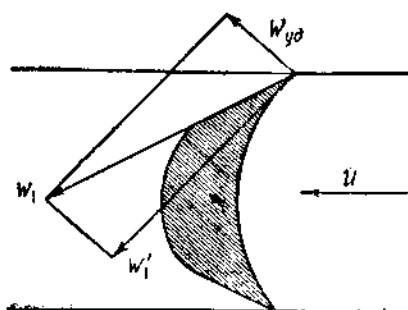
При безударном вступлении на спинку лопатки происходит зато удар о рабочую поверхность лопатки, выражающийся появлением составляющей скорости w_{yp} ; последняя получается при разложении скорости w_1 на w_1' , направленную по первому элементу рабочей поверхности, и скорость w_{yp} , к ней перпендикулярную (фиг. 106).

Если направить пар по касательной к первому элементу рабочей поверхности (фиг. 107), то при подобном же разложении ско-

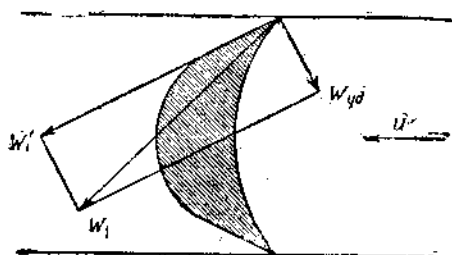
¹ Flügel, Die Dampfturbinen, Leipzig, 1931, стр. 91.

ростей получается составляющая $w_{y\sigma}$, направленная поперек струи пара в сторону, обратную окружной скорости.

Такое направление скорости $w_{y\sigma}$ вреднее оказывается на к. п. д. турбины, чем указанное на фиг. 106 (направленное в сторону окружной скорости); поэтому лопатки и профилируются так, чтобы скорость входа была касательной к спинке лопатки. Так как при изменениях режима работы турбины (нагрузки, например) скорость пара, а с нею и угол β_1 меняются, рекомендуется входную кромку лопатки очерчивать под углом на $2^\circ \div 3^\circ$ большим, чем β_1 ; опыт показывает, что незначительное отставание струи от стенки в этом случае не сказывается на к. п. д., а в то же



Фиг. 106. Безударное вступление пара на спинку лопатки.



Фиг. 107. Безударное вступление пара на рабочую поверхность лопатки.

время потеря от удара отсутствует при основных режимах работы турбины.

Трение частиц пара о стенки канала может быть найдено по Флюгелю из следующего уравнения:

$$G' \xi_1 \frac{w_1^2}{2g} = kO \frac{\gamma}{2g} w_1^3, \quad (53)$$

где обозначают:

G' — количество пара, протекающее через один лопаточный канал, в кг/сек;

ξ_1 — коэффициент потери энергии от трения;

k — коэффициент трения;

O — внутреннюю поверхность лопаточного канала в m^2 ,

γ — удельный вес пара в kg/m^3 .

Поверхность

$$O = 2(l_1 + e)y$$

l_1 — средняя высота лопатки, e — ширина канала (фиг. 104), y — выпрямленная длина канала в направлении струи].

Расход пара

$$G' = l_1 e w_1 \gamma.$$

По подстановке этих значений в уравнение (53) находим

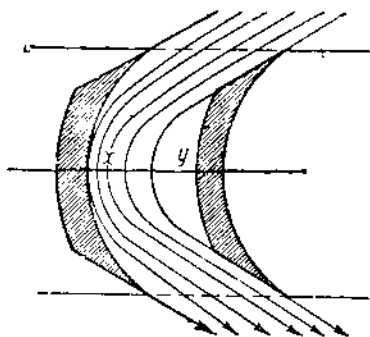
$$\xi_1 = k \frac{2(l_1 + e)y}{l_1 e}. \quad (54)$$

Коэффициент k в зависимости от гладкости стенок Флюгель рекомендует принимать от 0,004 до 0,008.

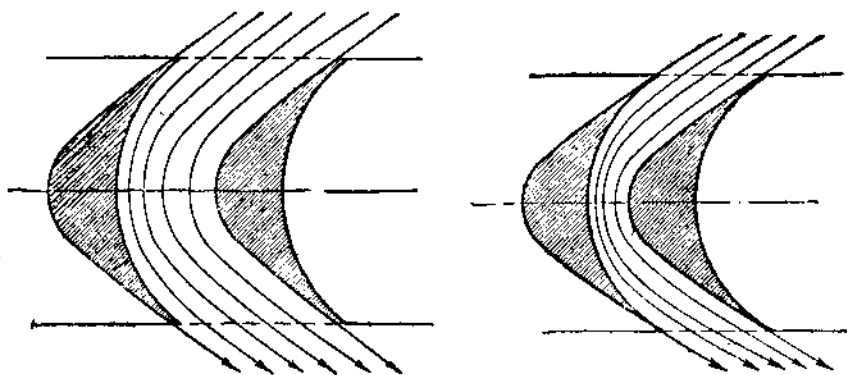
Для реактивных лопаток в левую часть формулы (53) следует подставить скорость w_2 , а в правую — среднюю скорость между величинами w_1 и w_2 .

Большее значение имеет внутреннее трение частиц пара друг о друга. Благодаря кривизне канала отдельные частицы пара проходят пути, неравные друг другу, что и вызывает взаимное трение частиц.

Потеря осложняется еще явлением, установленным Лёлигером¹. При течении по криволинейному каналу частицы пара, соприкасающиеся со стенкой, благодаря трению о последнюю имеют скорость меньшую, чем частицы посередине струи. Поэтому средние частицы пара обладают большей центробежной силой, возникающей благодаря криволинейности траектории, и стремятся продвигаться в радиальном направлении к стенке канала. Таким образом траектории частиц пара внутри канала представляют собой сложные кривые, обуславливающие как трение частиц друг о друга, так и вихревые движения. Какому-либо аналитическому учету эти потери, конечно, не поддаются.



Фиг. 108. Профили лопаток активных турбин.



Фиг. 109 и 110. Профили лопаток активных турбин.

Вихревые движения частиц пара обуславливаются главным образом, криволинейностью канала. Независимо от вышеописанного явления центробежные силы, приложенные к частицам пара, отжимают струю от стенки y к стенке x (фиг. 108). Это вызывает неравномерное распределение давлений внутри канала, обнаруженное многочисленными опытами Стодола, Лёлигера, Андерхуба² и влекущее за собой вихревые движения.

¹ Stodola, стр. 138.

² Stodola, стр. 130.

То обстоятельство, впрочем, что возле стенки у при лопатке постоянной толщины образуется как бы разреженное пространство, не сказывается вредно на к. п. д. турбины. Профили лопаток по фиг. 109 и 110 не дают лучшего (по сравнению с фиг. 108) к. п. д., несмотря на то, что возможность образования такого пространства в этих профилях (в особенности по фиг. 110) исключена. Напротив, опыт показывает, что профили по фиг. 108 (посередине расширяющийся) и 109 (постоянной ширины) почти равноценны; профиль же по фиг. 110 (посередине суживающийся) дает худшие результаты, чем предыдущие.

Коэффициент потери энергии от вихревых движений благодаря криволинейности канала по Флюгелю составляет

$$\xi_2 \approx 0,12 \frac{\gamma}{100} \left(\frac{w}{w_1} \right)^2 \sqrt{\frac{b}{r}}, \quad (55)$$

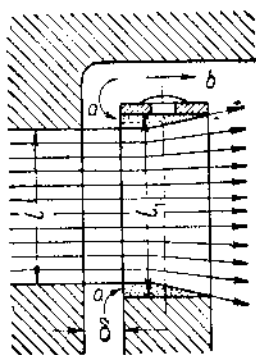
где γ — угол поворота струи (фиг. 115) в градусах;

b — ширина лопатки;

r — радиус внутренней поверхности лопатки;

w — скорость пара внутри канала (можно принять $w = \frac{w_1 + w_2}{2}$).

К числу потерь на лопатках мы относим также подсос пара на лопатки, поясненный на фиг. 111. Входная высота лопатки всегда делается несколько больше выходной высоты сопла для того, чтобы обеспечить попадание струи пара на лопатку с учетом прогиба вала, вибраций и неточности изготовления. Вследствие



Фиг. 111. Подсос пара на лопатки.

этого струя не заполняет целиком входное сечение лопаток и остаются „мертвые“ пространства, покрытые на чертеже точками. В эти пространства трением движущихся частиц пара засасывается пар из окружающего колеса пространства (по стрелкам a).

Подсос происходит и по другим причинам, объясняемым прерывистостью поступления пара на лопатки. Струи пара, вытекающие из сопел, отделены друг от друга стенками сопел (фиг. 112). Поэтому лопатка A , перемещаясь последовательно в положения B , C , вызывает образование „пустого“ пространства D , которое заполняется паром, подсасываемым из зазора между соплами и лопатками. Подобный же подсос происходит в парциальных турбинах (фиг. 113, стрелки B)

при отходе от последнего сопла лопаточного канала, еще заполненного паром.

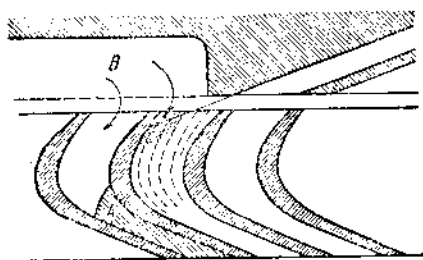
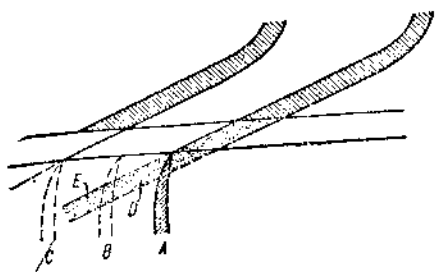
Так как на ускорение подсасываемых частиц пара тратится часть кинетической энергии струи, то пар вступает на лопатки не с расчетной скоростью c_1 , а с несколько меньшей c'_1 . Величину последней приближенно можно найти из уравнения

$$mc_1 + m'c' = (m + m')c'_1,$$

где m — масса пара, выходящего из сопел; m' — масса подсосываемых частиц; c' — их скорость. Считая последнюю равной нулю, найдем

$$c_1' = \frac{m}{m + m'} c_1.$$

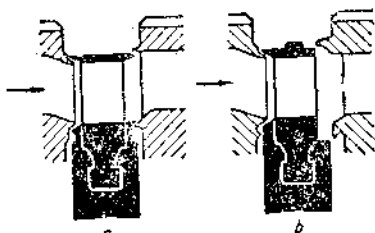
Таким образом потеря от подсоса зависит, главным образом, от количества подсосываемого пара. Если говорить преимущественно о подсосе в радиальные зазоры (фиг. 111), то соответ-



Фиг. 112 и 113. Подсос пара, вызываемый прерывистостью струи.

ственная потеря зависит более всего от отношения $\frac{l_1 - l}{l}$ и, следовательно, возрастает с уменьшением высоты лопаток. Для уменьшения потери следует делать минимально допустимую разницу высот $l_1 - l$ или же уменьшать осевые зазоры δ .

Последнее нецелесообразно по двум обстоятельствам: с одной стороны, малые зазоры понижают надежность работы турбины, с другой, — как показали исследования Фальтина¹, малые зазоры неблагоприятно влияют на протекание пара в лопаточных венцах. С увеличением зазора уменьшается потеря от удара, так как в широком зазоре струя пара может принять необходимое безударное направление, кроме того, уменьшаются потери, поясненные на фиг. 112. Поэтому, не делая зазор слишком малым (в особенности при активном процессе), рекомендуется ограничивать подсос (и рассеяние) пара так, как это показано, например, на фиг. 114².



Фиг. 114. Уплотнение осевых зазоров (конструкция завода Гумбольдта).

Рассматриваемая потеря снижается также в лопатках, работающих с некоторой степенью реактивности. В этом случае разность давлений по обе стороны лопатки вызывает перетекание пара через радиальный зазор между лопатками и корпусом тур-

¹ „Die Wärme“, № 32 за 1933 г.

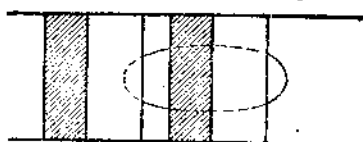
² Подобную же конструкцию применяет Харьковский турбогенераторный завод.

бины в направлении стрелки b (фиг. 111). Это перетекание компенсирует потерю от подсоса по крайней мере на периферии лопатки.

Из сказанного ясно, что потеря от подсоса может быть названа потерей от зазоров. Ввиду невозможности ее аналитического учета мы относим ее условно к потерям на лопатках, обнимаемых коэффициентом потери энергии ξ .

Все вышесказанное говорит за то, что коэффициент потери энергии на лопатках должен зависеть от:

1) скорости пара (с увеличением скорости ξ должен увеличиваться в связи с усилением вихревых движений частиц пара) ¹;

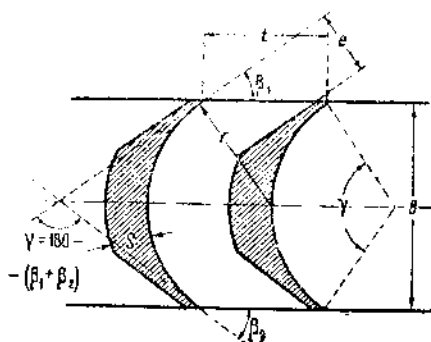


2) угла поворота струи пара γ — см. фиг. 115 (с увеличением этого угла ξ увеличивается по той же причине, что и в п. 1);

3) ширины лопатки b — см. фиг. 104 (с увеличением последней возрастает работа трения);

4) высоты лопатки l_1 — см. фиг. 111 (потеря увеличивается с уменьшением высоты, так как возрастает относительная величина работы трения и большее значение приобретает потеря от подсоса).

Кроме того, на величину потери в лопатках должны влиять степень реактивности и состояние пара. На реактивные лопатки пар вступает с относительно небольшой скоростью, и значительной величины скорость



Фиг. 115. Профиль лопаток в опытах Брилинга.

достигает лишь при выходе. Поэтому и удар струи пара при входе на лопатку и действие центробежных сил частиц пара в лопаточном канале снижают кинетическую энергию в меньшей степени, чем в активных лопатках. Вопрос о влиянии влажности пара, ввиду того что последняя сказывается на работе турбинного венца в целом, выделен в особый параграф (§ 24).

§ 22. Экспериментальные исследования потерь в рабочих лопатках.

Обстоятельные опыты над потерями в лопатках и факторами, на них влияющими, произведены проф. Брилингом ².

Брилинг испытал две группы лопаток по четыре штуки в каждой (фиг. 115), причем у лопаток первой группы угол $\beta_1 = \beta_2 = 30^\circ$, угол $\gamma = 180 - 2 \cdot 30 = 120^\circ$, а ширина b , радиус кривизны r и толщина лопатки s были взяты разными, а именно:

¹ Это положение, как мы увидим ниже, подтверждается не всеми экспериментаторами.

² Stodola, стр. 144.

$$\begin{array}{llll} b = & 10 & 15 & 20 \text{ и } 25 \text{ мм,} \\ r = & 5,77 & 8,66 & 11,55 \text{ и } 14,43 \text{ мм,} \\ s = & 2 & 2,5 & 3 \text{ и } 3 \text{ мм.} \end{array}$$

В лопатках второй группы радиус кривизны был постоянен, именно $r = 11,55$ мм, различными же были b , β и s , а именно:

$$\begin{array}{llll} b = & 21,7 & 20 & 17,7 \text{ и } 14,19 \text{ мм,} \\ \beta = & 20^\circ & 30^\circ & 40^\circ \text{ и } 50^\circ, \\ s = & 3 & 2,5 & 2 \text{ и } 1,5 \text{ мм.} \end{array}$$

Скорость пара менялась от 50 до 400 м/сек и была ниже критической. Существенным недостатком опытов являлось то обстоятельство, что пар поступал из сопла круглого сечения высотой всего 12 мм против 25 мм высоты лопаток; при этом происходило значительное радиальное рассеяние и подсос пара.

Отношение толщины струи пара к радиусу кривизны лопатки в наивыгоднейшем случае оказалось равным

$$\frac{e}{r} = \frac{1}{2}.$$

Поэтому наивыгоднейшая величина шага лопаток

$$t = \frac{e}{\sin \beta} = \frac{r}{2 \sin \beta}, \quad (56)$$

а при $\beta = 30^\circ$

$$t = r.$$

Интересно отметить, что по опытам Банки с тем же углом $\beta = 30^\circ$ наивыгоднейшая величина шага

$$t = r \div 1,3 r,$$

а по опытам Стодола

$$t = 0,7 r.$$

Таким образом исследования Брилинга дают среднюю величину между данными других опытов.

Влияние угла поворота струи пара γ на скоростной коэффициент ψ Брилинг на основании опытов со второй группой лопаток выражает формулой

$$\psi = \psi' - 0,000432 \gamma^{\frac{4}{3}}, \quad (57)$$

причем ψ' изменяется в зависимости от скорости пара w :

$$\begin{array}{llll} w = & 100 & 200 & 300 \text{ и } 400 \text{ м/сек,} \\ \psi' = & 0,916 & 0,946 & 0,965 \text{ и } 0,967. \end{array}$$

Таким образом в этом случае коэффициент ψ уменьшается с увеличением угла γ и уменьшением скорости (следует еще раз подчеркнуть, что скорости пара — ниже критической).

Ширина лопатки и связанная с ней величина радиуса кривизны по опытам Брилинга влияют на коэффи-

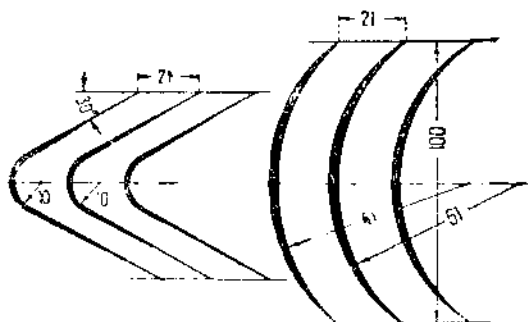
коэффициент ψ таким образом, что он увеличивается с увеличением ширины лопатки при сохранении постоянного отношения $\frac{b}{r}$ (т. е., следовательно, ψ увеличивается с увеличением радиуса кривизны). Для этого случая Бринлинг дает формулу

$$\psi = \psi'' + 0,08 b \quad (58)$$

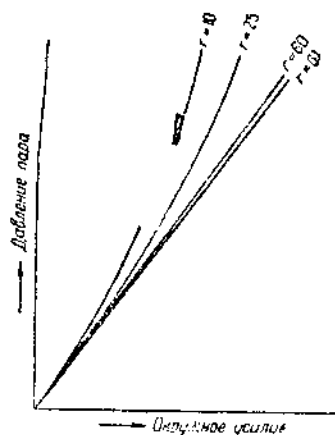
(ширина лопатки b — в см), где ψ'' зависит от скорости пара w , а именно:

$$\begin{array}{l} \text{для } w = 100 \quad 200 \quad 300 \quad 400 \text{ м/сек,} \\ \psi'' = 0,52 \quad 0,53 \quad 0,55 \quad 0,54. \end{array}$$

Подобная же зависимость получилась и в опытах Банки, который испытал четыре группы лопаток из тонкого листового материала с одинаковой длиной выпрямленного профиля, но с различными радиусами кривизны, а именно: $r = 10, 25, 60$ и 61 мм (фиг. 116). Результаты опы-



Фиг. 116. Профили лопаток в опытах Банки.



Фиг. 117. Окружное усилие. Результаты опытов Банки.

тов представлены на фиг. 117, на которой по оси ординат отложены давления пара перед соплом, а по оси абсцисс — окружные усилия, возникшие под действием струи пара. Из графика видно, что окружное усилие, а следовательно, и коэффициент ψ быстро возрастают (в особенности при высоких давлениях пара) с увеличением радиуса кривизны.

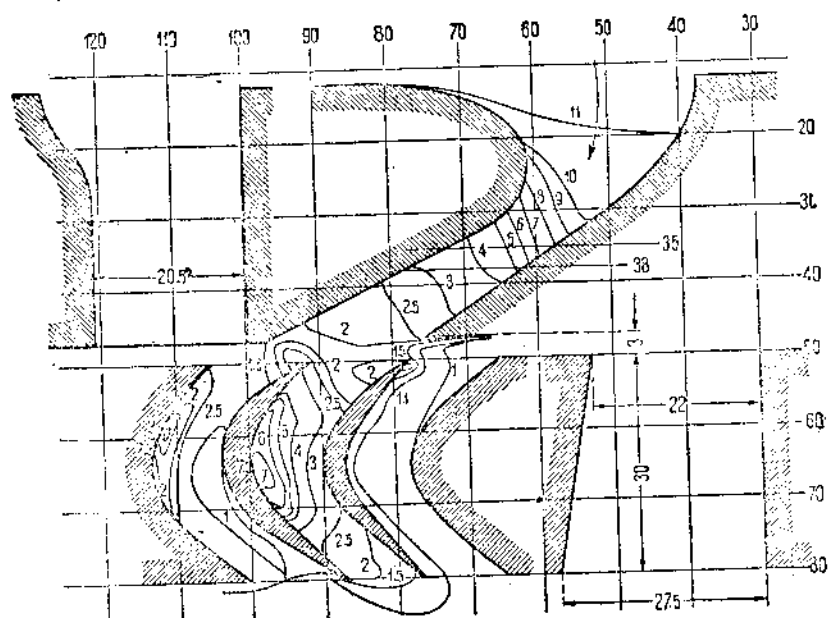
Фальтин¹, исследуя два лопаточных венца одной ширины, но с различными углами β , нашел, что в лопатках с $\beta_1 = \beta_2 = 24^\circ$ коэффициент ψ примерно на 5% ниже, чем в лопатках с углами $\beta = 28^\circ$.

На фиг. 118 изображено распределение давлений в сопле и лопаточном канале (неподвижном), полученное при опытах Стодола². Следует обратить внимание на характер изобар в среднем лопаточном канале (левый и в особенности правый каналы не заполнялись паром). При расширении пара на лопатке от 2 до 1,5 ата, внутри канала наблюдалось давление до 7,5 ата. Вычисленные по

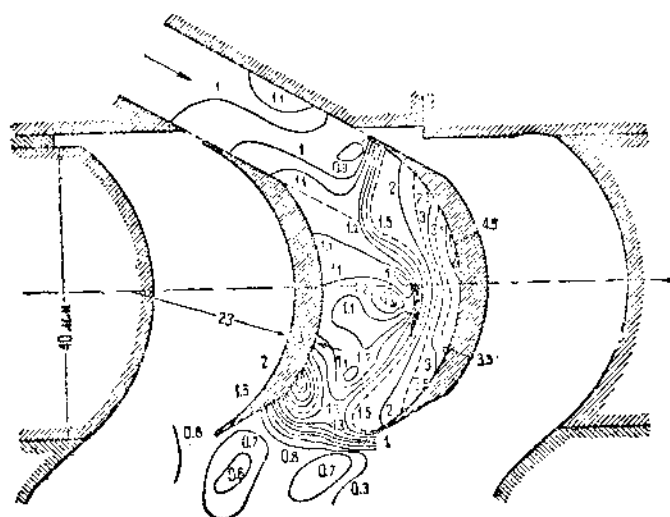
¹ „Die Wärme“, 1933 г., стр. 526.

² Stodola, стр. 135.

этим давлениям скорости пара составляли: у внутренней стенки лопатки около 610 м/сек, у наружной — около 310 м/сек. Помимо, что эта разница скоростей вызывала интенсивное завихрение частиц,



Фиг. 118. Распределение давлений пара в лопаточном канале.

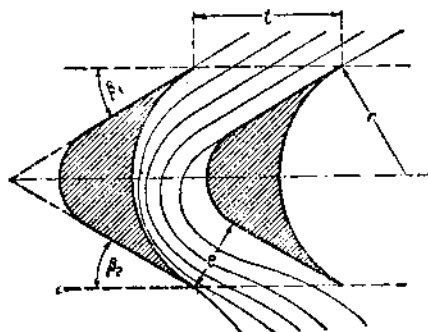


Фиг. 119. Распределение давлений в канале с лопатками постоянной толщины.

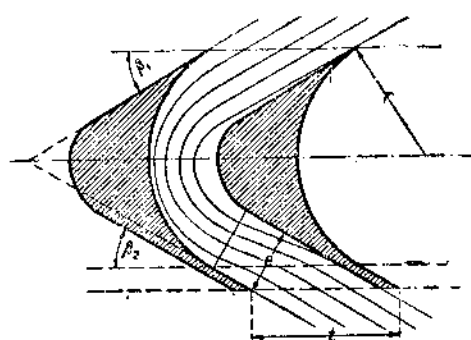
их внутреннее трение и большую потерю кинетической энергии струи.

Подобную же картину распределения давлений представляет

фиг. 119 (опыты Лелигера)¹. Здесь при начальном и конечном давлении пара порядка 1 *ата* у внутренней стенки давление достигает 4,3 *ата*. Следует отметить некоторое сжатие струи при переходе дугообразного очертания лопатки в прямолинейное; этот опыт диктует необходимость тщательного профилирования лопаток с плавными переходными линиями.

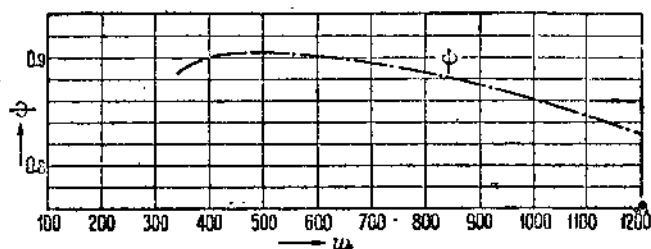


Фиг. 120. Отклонение струи пара при выходе из лопатки.



Фиг. 121. Профиль лопатки с параллельными стенками при выходе.

Само собой разумеется, что поперечное сжатие струи пара с последующим его расширением, а также неравномерное распределение давлений в плоскости, перпендикулярной направлению струи, может вызвать отклонение струи от оси канала, как это показано на фиг. 120. Экспериментальным подтверждением этих явлений служат опыты Фальтина², который для исследованного им профиля лопаток установил, что угол отклонения зависит от угла поворота струи при прохождении лопаток и увеличивается вместе



Фиг. 122. Зависимость коэффициента ϕ от скорости пара по данным фирмы BBC.

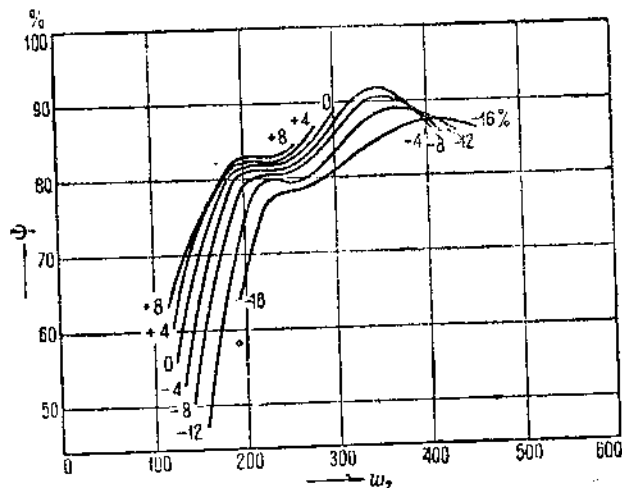
с ним. Для того чтобы пар выходил под заданным углом β_2 и, таким образом, были выдержаны расчетные величины, необходимо дать надежное направление струе пара в выходной части канала. Такой профиль лопаток с параллельными стенками при выходе, почти исключительно применяемый на практике, показан на фиг. 121.

¹ Stodola, стр. 137.

² „Die Wärme“, 1933 г., стр. 485.

Влияние реактивности на потерю в лопатках было изучено Фальтином. В отличие от других экспериментаторов Фальтин исследовал не неподвижный лопаточный сегмент, а вращающееся в естественных условиях колесо специально сконструированной лабораторной турбины. Хотя в опытах по определению наивыгоднейшей реактивности не было исключено влияние на коэффициент ψ других факторов (удара струи, подсоса, перетекания), все же повышение реактивности оказалось безусловно выгодным, в особенности при малых осевых зазорах. Результаты опытов Фальтина изображены на фиг. 123, причем цифры на кривых обозначают степень реактивности (отрицательная реактивность — в случае наличия в осевом зазоре давления меньшего, чем за лопатками).

Флюгель¹ выражает потерю скорости в лопаточном канале двумя коэффициентами: ψ_1 , относимым к скорости входа w_1 , и ψ_2 , относимым к скорости выхода w_2 . Для реактивной ступени по Флюгелю [ср. формулу (45)]



Фиг. 123. Зависимость коэффициента ψ от скорости пара и степени реактивности по опытам Фальтина.

$$w_2 = \psi_2 \sqrt{(\psi_1 w_1)^2 + 8380 \rho h_0} \quad (59)$$

При постоянном значении $\psi_2 = 0,95$, для ψ_1 Флюгель указывает зависимость от степени реактивности:

$$\psi_1 = 0,94 - 0,08 \rho^2 \quad (60)$$

Наибольшие разногласия у отдельных исследователей вызывает влияние скорости пара на величину потери в лопатках.

Брилинг влияние скорости пара выражает формулой²

$$\psi = \sqrt{\frac{1}{1,44 + 6 \sqrt{\frac{1}{w}}}} - 0,08 (2,5 - b), \quad (61)$$

где ширина лопатки b выражена в см.

Скоростной коэффициент ψ , таким образом, возрастает с повышением скорости, не превосходящей, однако, критической.

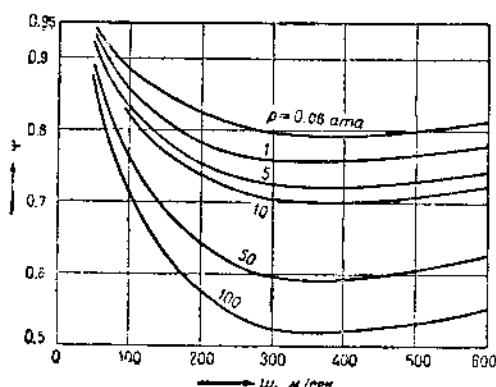
¹ Flügel, Die Dampfturbinen, стр. 73.

² Хотя из этой формулы следует, что с увеличением реактивности потеря возрастает, Флюгель в других местах своей книги придерживается мнения, что реактивность благоприятно влияет на к. п. д. ступени.

³ Rohlihausen, Die Dampfturbinen, стр. 33.

Это возрастание коэффициента ψ при повышении скорости пара до критической подтверждается также опытами Рато, Христлейна, Броун-Бовери ¹. Опытные данные последней фирмы изображены на фиг. 122, но, к сожалению, не захватывают областей низких скоростей пара.

В вышеупомянутых опытах Фальтина получились результаты, представленные на фиг. 123. Изображенные на этой фигуре кривые



Фиг. 124. Зависимость коэффициента ψ от скорости и давления пара по Лезелю.

волинейностью канала—зависит не столько от профиля лопатки, сколько от скорости пара; благоприятно влияют также малые скорости пара на явление подсоса. На фиг. 124 изображены кривые коэффициента ψ по Лезелю ² для различных давлений пара.

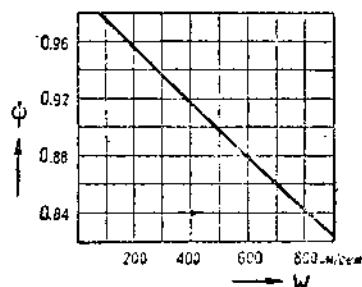
Мойер дает почти прямолинейную зависимость коэффициента ψ от скорости пара, изображенную на фиг. 125 и отчасти согласую-

щуюся с данными Лезеля. Такой же точки зрения в вопросе о зависимости коэффициента ψ от скорости придерживается большинство английских авторов (Goudie, Church, Loewenstein).

Так как работы отдельных исследователей дают несколько противоречивые результаты, необходимо дать практические указания по выбору коэффициента ψ .

Мы рекомендуем выбирать его в зависимости от угла поворота струи γ (фиг. 115) или, что одно и то же, от суммы углов $\beta_1 + \beta_2$ и от скорости пара.

Для учета первого фактора можно пользоваться графиком на фиг. 126, предложенным проф. Стодола по Вагнеру и несколько исправленному нами при больших значениях суммы $\beta_1 + \beta_2$. Верхняя

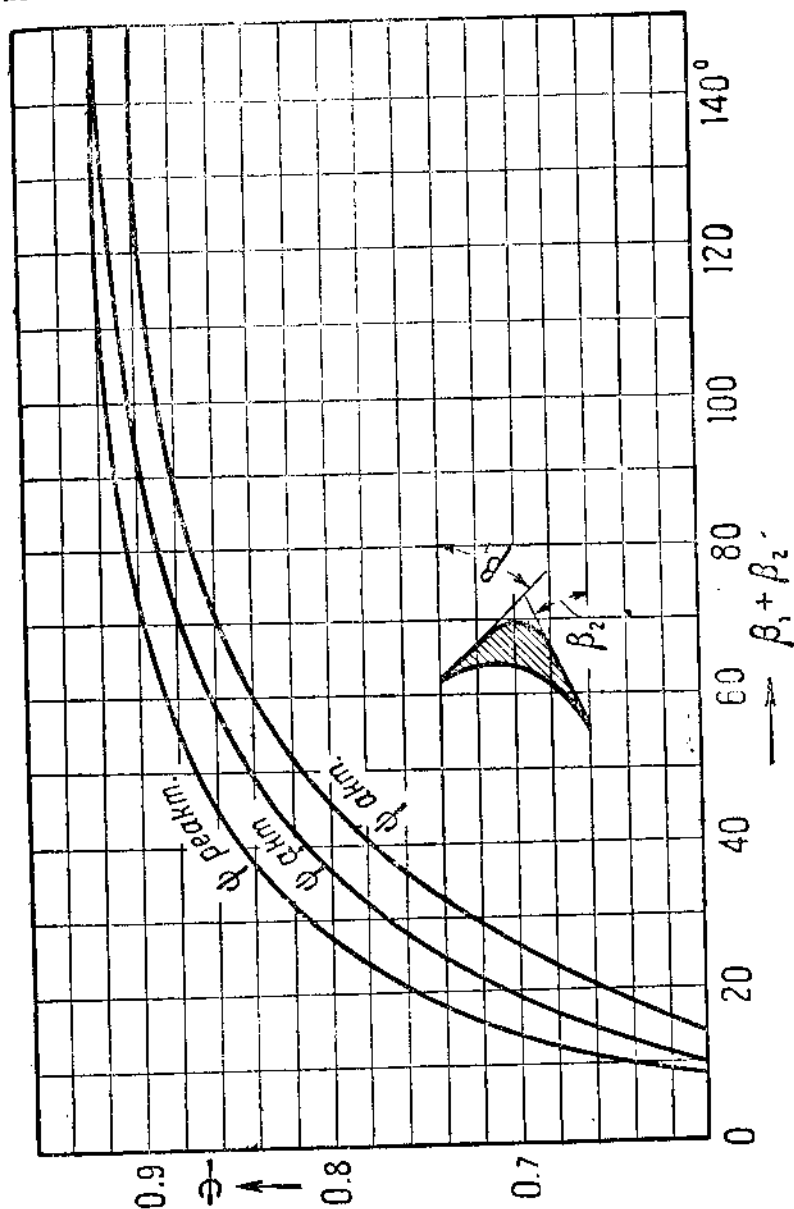


Фиг. 125. Зависимость коэффициента ψ от скорости пара по Мойеру.

¹ Stodola, стр. 147—149.

² Gesamtbericht II Weltkraftkonferenz, Band V, стр. 249.

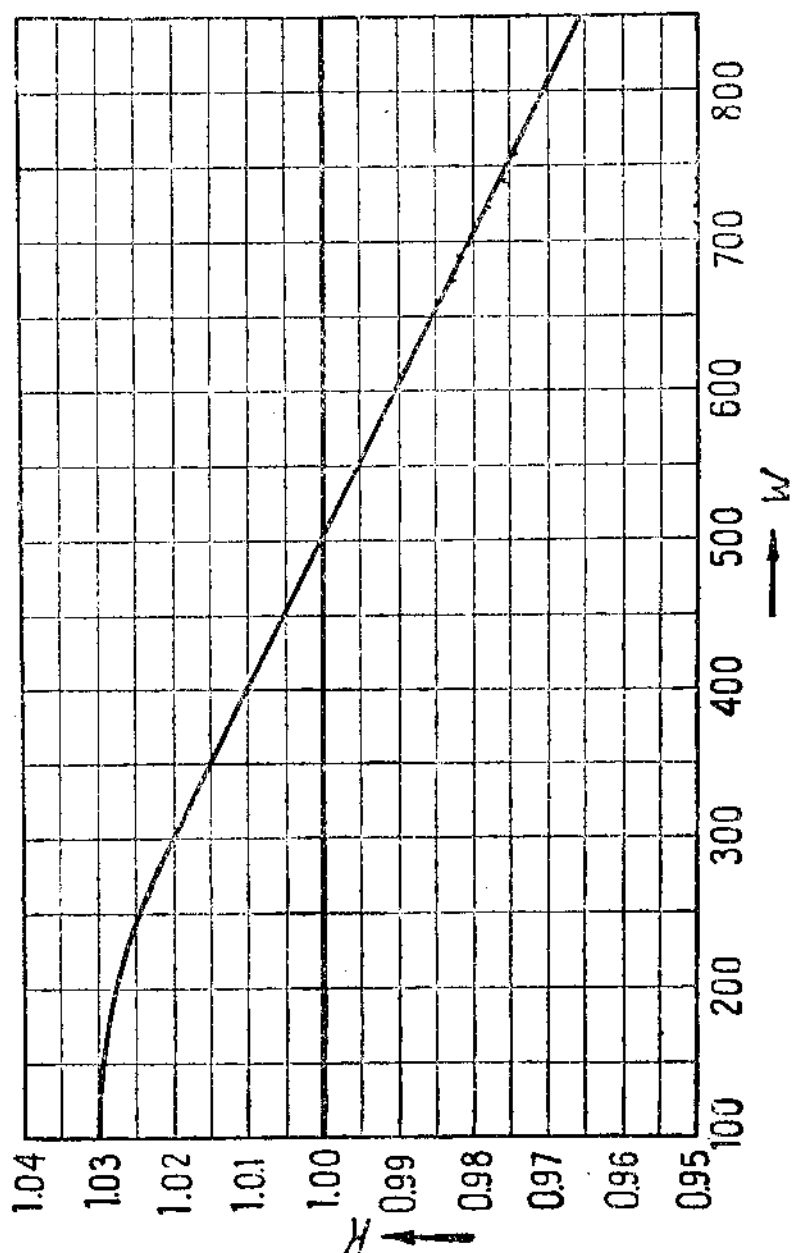
кривая дает предположительный закон изменения ψ для реактивных лопаток, средняя и нижняя — для активных, причем нижняя кривая относится к наиболее неблагоприятным случаям.



фиг. 126. Определение скоростного коэффициента лопаток в зависимости от угла поворота струи пара

Данные графика фиг. 126 можно рекомендовать при скорости пара w около 500 м/сек. Для иных скоростей пара следует ввести поправочный коэффициент k , определяемый по фиг. 127 (составлена в предположении возрастания коэффициента ψ с уменьшением скорости пара).

Найдя коэффициент ψ по одной из кривых фиг. 126 для скорости 500 м/сек, следует умножить его на поправочный коэффи-



Фиг. 127. Поправочный коэффициент k на скорость пара.

циент k , определяемый по фиг. 127 для максимальной скорости пара, которая в действительности имеет место.

Следует отметить, что полученные цифры пригодны для лопаток

длиной более 10 мм. Для более коротких лопаток следует пользоваться нижней кривой на фиг. 126 или еще более низкими значениями.

§ 23. Определение высоты рабочей лопатки.

Расчетной является выходная высота лопатки, определяющая собой скорость выхода w_2 . Высота эта l_1'' (фиг. 128) определяется по общему уравнению расхода пара, которое для данного случая напишем так:

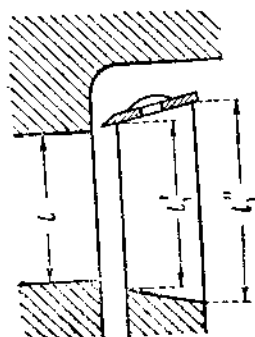
$$Gv_2 = f_{2a}c_{2a}. \quad (62)$$

Здесь обозначают: v_2 — удельный объем пара при выходе из лопаток; $c_{2a} = c_2 \sin \alpha_2$ — составляющую выходной скорости пара, направленную параллельно оси турбины (фиг. 104); f_{2a} — поперечное сечение струи пара при выходе из рабочих лопаток, перпендикулярное к оси турбины:

$$f_{2a} = \frac{\pi d l_1''}{k_1}, \quad (63)$$

где ε — степень парциальности;
 d — диаметр диска, измеренный посредине высоты лопатки;
 k_1 — коэффициент сужения.
 Аналогично формуле (30)

$$k_1 = \frac{t_1}{t_1 - s_2} = \frac{t_1}{t_1 - \frac{s_0''}{\sin \beta_2}} \quad (64)$$



Фиг. 128. Рабочая лопатка.

(см. фиг. 104).

Обычно можно полагать $k_1 \approx 1,1$.
 Из уравнений (62) и (63) находим

$$l_1'' = \frac{k_1 G v_2}{\pi d c_{2a}}. \quad (65)$$

Удельный объем пара v_2 в выходном сечении лопаток находится по is -диаграмме (фиг. 174). Благодаря потере кинетической энергии пара на лопатках теплосодержание пара повысилось на величину этой потери h_a . Отложив ее над потерей в сопле, находим точку A_2 , указывающую состояние пара при выходе из рабочих лопаток.

Сопоставляя высоту лопаток с высотой сопла [формула (33а)], находим

$$l_1'' = l \frac{c_{1a}}{c_{2a}} \frac{v_2}{v_1} \frac{k_1}{k}. \quad (66)$$

Для ориентировочных подсчетов, пренебрегая разницей между v_2 и v_1 , с одной стороны, k_1 и k — с другой, можно пользоваться формулой

$$l_1'' = l \frac{c_{1a}}{c_{2a}}. \quad (67)$$

скорость частиц воды из уравнения

$$\frac{c_{1s}^2}{2g} = \int_{p_1}^{p_s} v' dp, \quad (69)$$

где v' — удельный объем сухого насыщенного пара; v' — удельный объем воды.

Скорость струи влажного пара c_1 , определяемая по перепаду тепла, находится из выражения

$$\frac{c_1^2}{2g} = \frac{h_0}{A} = \int_{p_1}^{p_s} v dp \approx x \int_{p_1}^{p_s} v' dp, \quad (70)$$

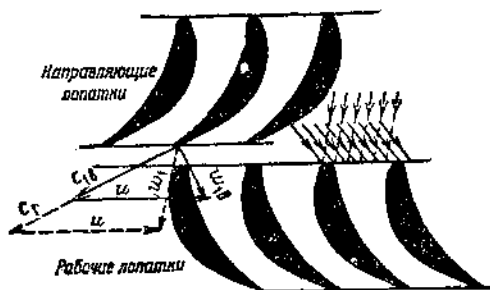
где v — удельный объем влажного пара; $x = \frac{x_0 + x_1}{2}$ — средняя степень сухости пара.

Из уравнений (68) и (70) следует

$$c_{1s} = \frac{c_1}{\sqrt{x}}.$$

Таким образом скорость частиц пара больше скорости, соответствующей адиабатическому истечению влажного пара, скорость же частиц воды по уравнению (69) чрезвычайно мала благодаря малому удельному объему v' . В действительности частицы пара передают часть своей энергии каплям воды, благодаря чему c_{1s} уменьшается, а c_1 возрастает; при этом, однако, скорость струи влажного пара благодаря внутреннему трению и ударам частиц оказывается меньшей, чем это следовало бы по законам адиабатического истечения, а соответствующая потеря энергии повышает теплосодержание пара.

Разница в скоростях пара и капелек воды вызывает также удары последних о спинку лопатки, как это показано на фиг. 130. Расчетные скорости влажного пара обозначены здесь c_1 и w_1 ; направление последней скорости служит основанием для профилирования лопатки (с точки зрения безударного вступления пара). При скорости частиц воды c_{1s} их относительная скорость w_{1s} направлена не по касательной к спинке лопатки и обуславливает тормозящее усилие на лопатки. Описанные явления с трудом поддаются аналитическому учету, хотя попытки такового делаются¹. С достаточной для практи-



Фиг. 130. Удар о лопатку частиц воды влажного пара.

¹ Zerkowitz, Archiv für Warmewirtschaft, 1929 г., стр. 271; v. Freudenreich, Z. d. V. d. I., 1927 г., стр. 664; Flügel, Die Dampfturbinen, стр. 127.

ческой цели точно можно руководствоваться простым правилом, предложенным Бауманом¹ и отчасти подтвержденным аналитическим исследованием Церковица: к. п. д. ступени, работающей во влажном паре, равен к. п. д. ступени, работающей при тех же условиях, но в сухом паре, умноженному на среднюю сухость пара x :

$$\eta_{ал} = x \eta_{сух}. \quad (71)$$

Этим правилом мы и будем пользоваться при дальнейших подсчетах, определяя сначала к. п. д. для случая работы сухим паром (для этого случая нами и даны выше значения коэффициентов φ и ψ) и умножая его затем на среднюю величину степени сухости

$$x = \frac{x_0 + x_1}{2}.$$

Потеря от влажности

$$h_{ал} = (1 - x) h_i^{сух} \text{ кал/кг}, \quad (71a)$$

где $h_i^{сух}$ обозначает использованный (с учетом всех внутренних потерь) перепад тепла, но вычисленный для условий сухого пара.

ГЛАВА IV.

ПОТЕРИ В ПАРОВОЙ ТУРБИНЕ И К. П. Д.

§ 25. Перечень потерь в паровой турбине

Под потерями в турбине мы будем понимать увеличение расхода тепла на получение механической работы в действительной турбине по сравнению с идеальной, работающей по закону адиабатического расширения пара без потерь. Таким образом теплоту отработавшего пара мы не будем рассматривать как потерю, имея в виду, что она свойственна также и идеальному процессу любого парового двигателя.

Потери в паровой турбине сводятся к нижеследующим:

- 1) потеря в соплах (направляющих лопатках);
- 2) потеря на рабочих лопатках;
- 3) выходная потеря;
- 4) потеря вентиляционная и на трение диска в паре;
- 5) потеря на утечку пара;
- 6) потеря от влажности;
- 7) потеря на сопротивление при впуске и выпуске пара;
- 8) потеря на лучеиспускание;
- 9) механические потери.

Первые три потери называются потерями на венце турбины². По своей величине по сравнению с другими потерями они являются решающими и более всего влияют на к. п. д. турбины.

¹ „Proc. Inst. Electr. Eng.“, 1912, стр. 768 и „Engineering“, 1921, стр. 435.

² Строго говоря, потеря влажности также относится к потерям на венце. Следуя принятому в теории турбин правилу, мы выделяем, однако, потерю от влажности из группы потерь на венце.

За исключением механических потерь все остальные относятся к разряду внутренних потерь, происходящих внутри корпуса турбины и непосредственно влияющих на состояние пара¹.

Потери в соплах, на рабочих лопатках и от влажности рассмотрены в предыдущих параграфах, и рассмотрением ниже выходной потери мы заканчиваем изучение общих законов преобразования энергии на венте турбины.

§ 26. Выходная потеря

Потеря эта обуславливается тем обстоятельством, что пар по выходе из рабочих лопаток обладает некоторой скоростью c_2 , а следовательно, и кинетической энергией (для 1 кг пара),

$$Z_6 = \frac{c_2^2}{2g}. \quad (72)$$

В тепловых единицах та же величина имеет вид

$$h_6 = A \frac{c_2^2}{2g}. \quad (73)$$

Так как на данной ступени эта часть кинетической энергии пара осталась неиспользованной, ее приходится рассматривать как потерю. Если за данной ступенью находится следующая, то при соблюдении известных требований конструктивного порядка

энергия $\frac{c_2^2}{2g}$ может быть использована для получения механической работы на следующей ступени и для турбины в целом не пропадает. В тех ступенях, использование выходной скорости из которых не имеет места, рассматриваемая величина является потерей в полном смысле. Неиспользованная выходная скорость теряется путем рассеивания и ударов частиц пара о неподвижные части турбины; при этом теплосодержание выходящего из турбины (или отдельной ступени) пара повышается на величину h_6 .

Как было указано в § 1, выходная потеря зависит от отношения $\frac{u}{c_1}$ и лишь при определенной его величине достигает минимума.

Особое значение имеет выходная потеря в последней ступени конденсационных турбин большой мощности, через которую пропускается большое количество пара значительного удельного объема. Для того чтобы ограничить проходное сечение для пара (не создавать чрезмерно больших диаметров диска и высот лопаток), приходится допускать большие скорости пара, вызывающие значительную выходную потерю.

Обычно стремятся к тому, чтобы величина выходной потери (в последней ступени) не превышала 2% от располагаемой энергии пара, хотя в некоторых случаях — в турбинах большой мощности — приходится повышать эту цифру до 4 — 5%.

¹ Из этих потерь на состояние пара внутри турбины не влияет лишь утечка пара через концевые уплотнения.

§ 27. Потеря вентиляционная и на трение диска в паре

При вращении облопаченного диска возникают две потери: вентиляционная и на трение диска о частицы окружающей среды. Эти потери определяются по эмпирическим формулам, которые дают обычно суммарную величину обеих потерь.

Потеря на трение диска вызывается тем, что диск при своем вращении захватывает близлежащие частицы пара и затрачивает определенную работу на ускорение их движения.

Вентиляционная потеря обуславливается вихревыми движениями, создающимися в результате вращения лопаток парциального колеса. Потеря эта зависит таким образом: 1) от трения и удара лопаток о частицы пара; 2) от засасывания пара лопатками, на которые в данный момент поступает пар из сопел (что имеет место в парциальных турбинах); 3) от собственно вентиляторного действия лопаток, которые при несимметричном профиле (углы β входа и выхода лопаток не равны) сообщают пару ускорение в направлении оси турбины; 4) от прерывистости поступления пара на парциальное колесо, т. е. от явлений, происходящих в те моменты, когда канал, заполненный паром, отходит от сопла или к соплу подходит лопатка, на которую в предыдущий момент пар не поступал.

По отношению к п. 2 следует отметить, что соответствующую потерю мы уже отнесли к потерям на лопатках (подсос пара — стр. 128) и здесь приводим лишь в порядке систематизации явлений, которые обуславливаются парциальностью колеса.

Прерывистость поступления пара на лопатки (п. 4) вызывает потерю по следующим причинам: 1) в лопаточном канале, заполненном рабочим паром, но отошедшим от сопел, нормальное протекание струи нарушается, и пар, находящийся в этом канале, производит работу с пониженным к. п. д.; 2) при подходе к соплу лопаток, на которые в предыдущий момент пар не поступал, часть энергии струи тратится на сообщение ускорения частицам нерабочего пара, который находится в лопаточных каналах и который струя рабочего пара из этих каналов выбрасывает.

Таким образом наибольшее влияние на величину вентиляционной потери оказывает степень парциальности колеса.

В полной турбине $\epsilon = 1$, и вентиляционная потеря имеет столь незначительную величину, что ею свободно можно пренебречь.

Опытами установлено, что как вентиляционная потеря, так и трение диска в паре уменьшаются в том случае, если между корпусом и диском остается лишь небольшой зазор. Поэтому, рационально устраивать в корпусе турбины желоб, охватывающий лопатки так, как показано на фиг. 131, или даже согласно фиг. 132², на которой не только диск охвачен корпусом с минимальным зазором, но даже между лопатками в той части, где направляющий аппарат отсутствует, помещена специальная вставка.

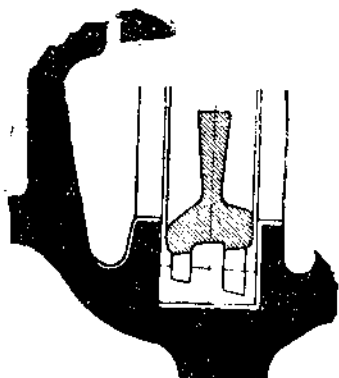
¹ По опытам Фальтина („Die Wärme“ № 30 за 1933 г.) потеря в этой своей части возрастает с увеличением суммы углов $\beta_1 + \beta_2$.

² Конструкция турбины малой мощности Броун-Бовери.

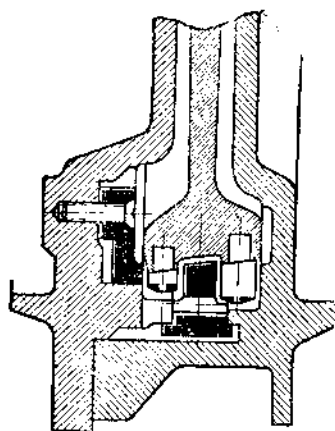
Благоприятно влияют на вентиляционные потери бандаж, наклепываемые сверху лопаток и препятствующие как рассеянию пара, так и засасыванию его из корпуса турбины. Рекомендуется также располагать сопла под ряд, а не на расстоянии друг от друга.

Исследования, производившиеся над определением потери на трение диска и вентиляционной, в общем согласуются друг с другом в следующем:

1) *потеря возрастает прямо пропорционально удельному весу той среды, в которой вращается диск;*



Фиг. 131. Жолоб, покрывающий парциальные лопатки.



Фиг. 132. Закрытый диск с лопатками.

2) *потеря возрастает с увеличением длины лопаток и диаметра диска;*

3) *потеря возрастает с увеличением окружной скорости лопаток.*

Наиболее рельефно выступает функциональная зависимость рассматриваемой потери от ряда вышеуказанных факторов из формулы Стодола:

$$N_{ms} = \lambda [1,46d^2 + 0,83(1 - \epsilon)dl_1^{1,5}] \frac{u^5}{10^6} \gamma. \quad (74)$$

Здесь обозначают:

N_{ms} — мощность, затрачиваемую на преодоление потерь на трение диска и вентиляционной, в л. с.;

λ — коэффициент, принимаемый равным 1,3÷1,5 для насыщенного пара, 1÷1,2 для перегретого пара (меньшее значение для высокого перегрева)¹;

¹ По Мойеру для перегретого пара $\lambda = 1$, для влажного — $\lambda = 1 + \frac{1}{4} \left(\frac{1-x}{10} \right)^2$, где x — степень сухости в процентах.

d — диаметр диска, измеренный посередине высоты лопаток, в м;
 ε — степень парциальности;
 l_1 — высоту лопатки в см;
 u — окружную скорость посередине высоты лопаток в м/сек;
 γ — удельный вес пара¹, окружающего колесо, в кг/м³.

В случае полной турбины ($\varepsilon = 1$) второй член формулы обращается в нуль.

Формула пригодна для окружных скоростей $u = 60 \div 100$ м/сек и относится к открытому (одновенечному) диску. Если последний

вплотную охвачен корпусом, то величина $N_{те}$ в этой формуле может быть уменьшена в 2 ÷ 4 раза.

Для дисков со ступенями скорости Бауэр² рекомендует второе слагаемое в формуле (74) умножать на число венцов.

На фиг. 133 дано графическое изображение формулы (74), облегчающее вычисления³. Формула Стодола приведена к виду

$$N_{те} = \lambda [A +$$

$$+ (1 - \varepsilon) B] \gamma,$$

где

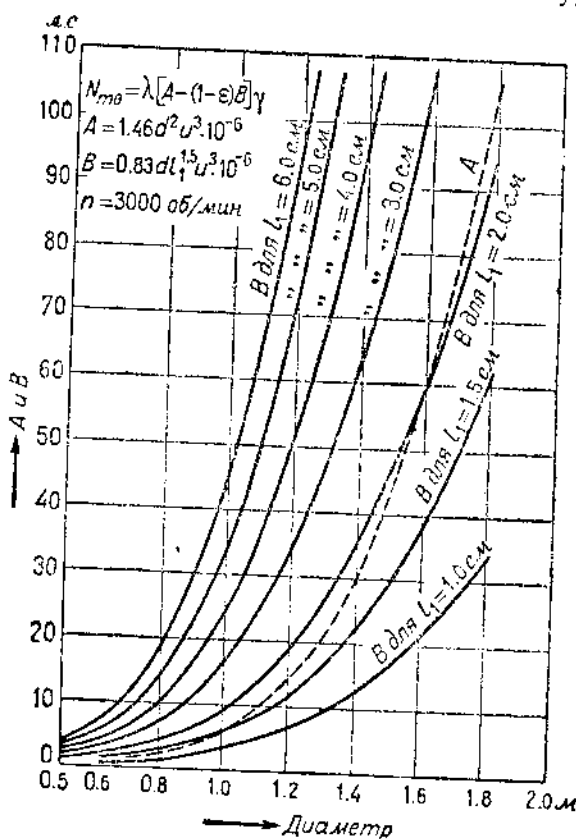
$$A = 1,46 d^2 u^3 10^{-6},$$

$$B = 0,83 d l_1^{1,5} u^3 10^{-6}.$$

Для наиболее часто встречающегося числа оборотов $n = 3000$ на фиг. 133 и дана зависимость величин A и B от диаметра диска d .

Еще более удобно пользование номограммой № 2 в приложении к книге, сводящей применение формулы (74) к нескольким простым манипуляциям.

¹ Обычно подсчитывается по состоянию пара при выходе его из сопел.
² Bauer, Der Schiffsmaschinenbau, Band II. Имеется русский перевод.
³ Заимствовано из книги Цитенан, Паровые турбины.



Фиг. 133. Графическое изображение потери из трения и вентиляции.

Стодола указывает также и упрощенную формулу:

$$N_{ms} = \beta d^2 \frac{u^3}{10^6} \gamma, \quad (75)$$

где коэффициент β берется от 3 до 10.

Венгер¹ рекомендует в этой формуле принимать $\beta = 7,5$ для одновенечных дисков.

Особенно можно рекомендовать для ориентировочных подсчетов нижеследующую формулу Форнера:

$$N_{ms} = \beta \cdot 10^{-10} d^4 n^3 l_1 \gamma, \quad (76)$$

где принимают коэффициент β равным

2,4	для одновенечного	диска
2,8	„ двухвенечного	„
3,8	„ трехвенечного	„
5,8	„ четырехвенечного	„

Остальные величины имеют те же значения и выражены в тех же единицах, что и в формулах Стодола.

Формула выведена на основании исследований работы дисков с высотой лопатки $l_1 = 1 \div 10$ см и степенью парциальности $\alpha = 0$ и, таким образом, для дисков с большей степенью парциальности, и в особенности для закрытых (по фиг. 131) дисков, дает преувеличенные значения потери.

Величина удельной потери, т. е. потери, отнесенной к 1 кг пара, может быть выражена формулами

$$Z_{ms} = \frac{75 N_{ms}}{G} \text{ кгм/кг}, \quad (77)$$

$$h_{ms} = \frac{75 N_{ms}}{427 G} = \frac{N_{ms}}{5,7 G} \text{ кал/кг}. \quad (77a)$$

Работа, затрачиваемая на преодоление рассматриваемых потерь, вновь обращается в тепло и повышает теплосодержание пара, выходящего из турбины.

Пример. Определить потерю на трение диска и вентиляционную для одноступенчатой турбины мощностью $N_e = 300$ л. с. при числе оборотов $n = 8000$ в минуту. Диаметр диска $d = 600$ мм. Высота лопатки $l_1 = 30$ мм. Степень парциальности $\alpha = 0,3$. Давление пара в корпусе турбины 1 ата; пар сухой насыщенный.

По формуле (74)

$$N_{ms} = 1,3 (1,46 \cdot 0,6^2 + 0,7 \cdot 0,6 \cdot 0,83 \cdot 3^{1,5}) \frac{251^3}{10^6} = 0,579,$$

причем в формулу подставлены значения:

$$\lambda = 1,3, \\ u = \frac{\pi d n}{60} = \frac{3,14 \cdot 0,6 \cdot 8000}{60} = 251 \text{ м/сек};$$

$$\gamma = 0,579 \text{ кг/м}^3 \text{ (по таблицам для пара).}$$

¹ A. Wenger, Bestimmung des Maximalwertes des thermodynamischen Wirkungsgrades und der günstigsten Stufenzahl bei Dampfturbinen.

Произведя вычисление, находим

$$N_{мс} \approx 27 \text{ л. с.}^1$$

По формуле (75), принимая $\beta = 7,5$,

$$N_{мс} = 7,5 \cdot 0,6^3 \cdot \frac{251^3}{10^6} \cdot 0,579 = 25 \text{ л. с.}$$

По формуле (76), наконец, принимая $\beta = 2,4$,

$$N_{мс} = \frac{2,4}{10^{10}} \cdot 0,6^4 \cdot 8000^3 \cdot 3 \cdot 0,579 = 28 \text{ л. с.}$$

Для данного примера все формулы дали сходные результаты. Если расход пара турбиной в секунду

$$G = 1,25 \text{ кг,}$$

то удельная потеря [формула (77а)]

$$h_{мс} = \frac{28}{5,7 \cdot 1,25} = 3,93 \text{ кал/кг.}$$

§ 28. Потери на утечку пара

Эти потери могут быть разбиты на три группы: а) потери через концевые уплотнения турбины; б) потери через зазоры между диафрагмами и ротором (валом) в активных турбинах со ступенями давления; в) потери через зазоры между рабочими лопатками и корпусом в реактивных турбинах.

а) При наличии простой щели между корпусом и валом (по фиг. 134) количество протекающего через щель пара может быть вычислено по формуле

$$G = \frac{fc}{v},$$

где $f = \pi ds$, скорость c может быть определена по перепаду тепла между давлениями p_1 и p_2 , v — удельный объем пара в выходном сечении. Как известно, скорость пара в этом случае не может превысить величины критической скорости.

Фиг. 134. Утечка пара через щель.

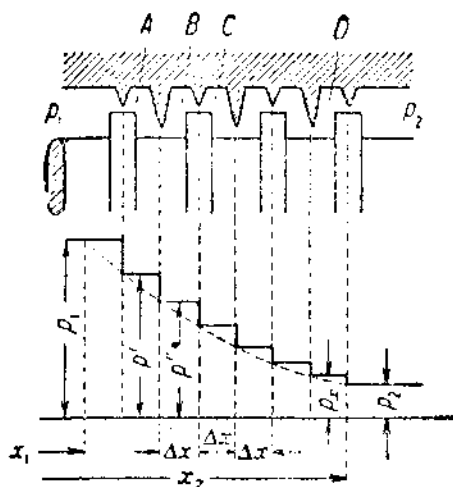
Так как зазор s не может быть сведен к нулю в связи с значительным числом оборотов турбины и большой работой трения, которая имела бы место при плотной пригонке и вызвала бы перегрев уплотнения, расход пара через простую щель достигает значительной величины.

Для его снижения применяются лабиринтовые уплотнения, схема устройства и действия которых (в развитие описания конструкции в § 6) представлены на фиг. 135.

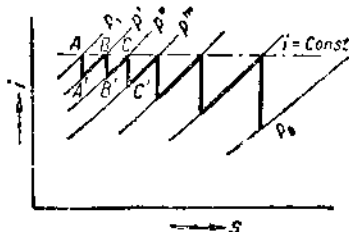
¹ Тот же результат получается при пользовании номограммой № 2.

Весь перепад давления распределяется между несколькими лабиринтовыми камерами. При проходе через первую щель давление пара падает до величины p' ; в камере *A*, куда пар затем попадает, скорость, возникшая в результате расширения пара, теряется благодаря удару о стенки и вихреобразованиям. Вследствие этого теплосодержание пара, упавшее при расширении, вновь достигает начальной величины. В следующей щели давление пара падает до величины p'' , в камере *B* скорость пара теряется, теплосодержание вновь достигает начальной величины и т. д.

На фиг. 136 представлено описанное изменение состояния пара на *is*-диаграмме. Линии *AA'*, *BB'*, *CC'* изображают адиабатическое расширение пара в щелях, линии



Фиг. 135. Схема лабиринтового уплотнения.



Фиг. 136. Изображение теплового процесса в лабиринтовом уплотнении на *is*-диаграмме.

A'B, *B'C* — повышение теплосодержания, вызванное как потерями при расширении в щели, так и потерей скорости в камерах.

Очевидно, с увеличением числа лабиринтов перепад давления в каждом из них уменьшается; это вызывает снижение скорости пара, а значит, и расхода последнего.

Так как для каждой из щелей справедливо уравнение

$$Gv = fc,$$

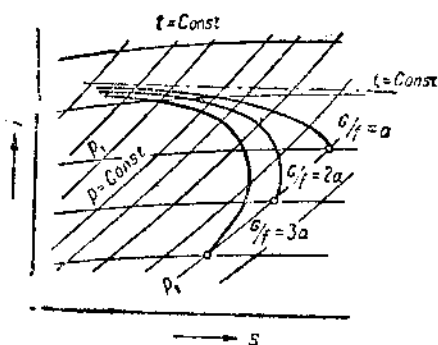
то, имея в виду одинаковый расход пара через каждую щель и одинаковое проходное сечение *f* (разницей диаметров на фиг. 135 можно пренебречь), находим соотношение

$$\frac{c}{v} = \frac{G}{f} = \text{const.} \quad (78)$$

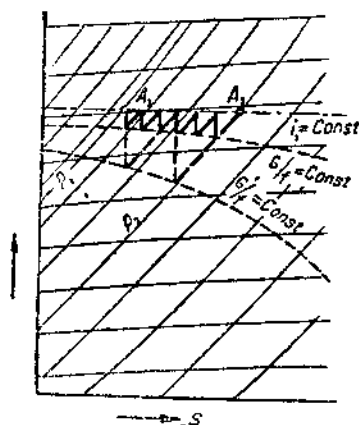
Так как по мере расширения пара его удельный объем возрастает, должна возрастать от щели к щели и скорость пара, т. е. перепад тепла в одной ступени лабиринта, как это и показано на фиг. 136. Точки *A'*, *B'*, *C'* на этой фигуре должны лежать на одной кривой, являющейся геометрическим местом точек, удовлетворяющим условию $\frac{c}{v} = \text{const.}$ Кривые эти, которые могут быть

построены для различных значений $\frac{G}{f}$, носят название кривых Фанно (по имени лица, указавшего на возможность расчета лабиринтовых уплотнений при помощи этих кривых).

Построение кривой Фанно для заданного начального состояния пара и отношения $\frac{G}{f} = a$ производится таким образом: задаваясь произвольно выбранными



Фиг. 137. Кривые Фанно.



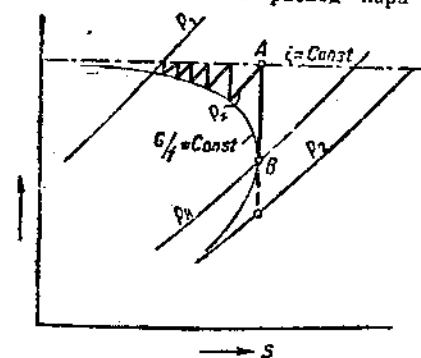
Фиг. 138. Определение числа лабиринтов при помощи кривых Фанно.

удельными объемами, находят скорости пара $w = av$, по скоростям перепады тепла $h = \frac{A}{2g} c^2$. Откладывая эти перепады на i -s-диаграмме от линии $i_1 = \text{const}$ так, чтобы конечная точка лежала на линии соответствующего удельного объема, мы и находим, что эта точка, удовлетворяющая условию $\frac{c}{v} = a$, принадлежит кривой Фанно.

На фиг. 137 показаны три кривых Фанно для различных отношений $\frac{G}{f}$: чем меньше должен быть расход пара при заданной величине f , тем ближе кривая Фанно подходит к линии дросселирования (постоянного теплосодержания) и тем большее должно быть число лабиринтов.

При помощи кривых Фанно легко определить число лабиринтов. На фиг. 138 решение этой задачи показано для двух значений $\frac{G}{f}$.

Проведя от точки A_1 вертикаль до пересечения с кривой Фанно и затем изобару до пересечения с линией дросселирования, находим состояние пара в первой камере уплотнения (камере А на фиг. 135). Продолжая построение дальше, находим, что при расходе пара через уплотнение G кг/сек и расширении его от p_1 до p_2 необходимо иметь шесть лабиринтов, при большем расходе — G' кг/сек — два лабиринта.



Фиг. 139. Достижение критического давления пара при выходе из последнего лабиринта.

При малом числе лабиринтов на последний из них может остаться перепад давления больший, чем соответствующий критическому отношению давлений. В этом случае, как показано на фиг. 139, линия AB касается кривой Фанно. Точка касания лежит на изобаре $p_k = \sqrt{k} p_x$, где p_x — давление в последней камере лабиринта (D на фиг. 135). В последней щели лабиринта достигается в этом случае критическая скорость пара, падение же давления от p_k до p_2 происходит уже вне уплотнения путем рассеяния.

Если линия AB вовсе не пересечет кривой Фанно, то это значит, что отношение $\frac{G}{f}$ выбрано неправильно и его необходимо уменьшить.

Из рассмотрения фиг. 137—139 ясно, что критическая скорость может быть достигнута лишь в последнем лабиринте. Также очевидно, что при наличии критической скорости в последнем лабиринте снижение конечного давления p_2 не окажет влияния на расход пара.

При расчете лабиринтов надо отдельно рассмотреть два случая: 1) большое число лабиринтов с малой разностью давлений в каждом, так что скорость пара при выходе из последнего лабиринта не превышает критическую; 2) сравнительно малое число лабиринтов, обуславливающее возникновение критической скорости в последнем лабиринте.

При небольшой разности давлений $p' - p''$ по обе стороны щели скорость пара в зазоре может быть принята:

$$c = \sqrt{2g(p' - p'')v} \quad (79)$$

(v — средний удельный объем пара между указанными давлениями).

Количество пара, протекающего через зазор,

$$G_{ym} = \frac{fc}{v} = f \sqrt{\frac{2g(p' - p'')}{v}} \quad (80)$$

Перепишем последнюю формулу в ином виде:

$$\frac{p' - p''}{v} = \frac{1}{2g} \left(\frac{G_{ym}}{f} \right)^2 \quad (81)$$

Так как конечные точки изменения состояния пара в каждой лабиринтовой камере лежат на линии $i = \text{const}$ (фиг. 136), которая с достаточной точностью подчиняется закону $pv = \text{const} = \frac{1}{k}$, то

$$\frac{1}{v} = kp.$$

где k — постоянная величина (берется среднее значение из двух крайних состояний пара в уплотнении).

Уравнение (81) принимает вид

$$(p' - p'')p = \frac{1}{2gk} \left(\frac{G_{ym}}{f} \right)^2 \quad (82)$$

¹ В этой формуле p' и p'' выражены в кг/м².

Обозначая $p' - p'' = -\Delta p$ и деля уравнение (82) на Δx (фиг. 135), находим

$$-\frac{\Delta p}{\Delta x} p = \frac{G_{ym}^2}{2gkf^2} \cdot \frac{1}{\Delta x} = \frac{a}{\Delta x}, \quad (83)$$

где

$$a = \frac{G_{ym}^2}{2gkf^2}. \quad (84)$$

При малой разности давлений можно положить

$$\frac{\Delta p}{\Delta x} = \frac{dp}{dx},$$

откуда

$$-p \frac{dp}{dx} = \frac{a}{\Delta x},$$

$$-p dp = \frac{a}{\Delta x} dx. \quad (85)$$

Интегрируя последнее уравнение в пределах p_1 и p_2 , с одной стороны, x_1 и x_2 , с другой стороны (фиг. 135), находим

$$p_1^2 - p_2^2 = 2a \frac{x_2 - x_1}{\Delta x}. \quad (86)$$

Так как $\frac{x_2 - x_1}{\Delta x}$ представляет собой число лабиринтов z , то

$$p_1^2 - p_2^2 = 2az. \quad (87)$$

Подставляя сюда a из уравнения (84), находим

$$p_1^2 - p_2^2 = \frac{G_{ym}^2 z}{g^2 f^2},$$

или, так как $\frac{1}{k} = p_1 v_1$,

$$G_{ym} = f \sqrt{\frac{g(p_1^2 - p_2^2)}{z p_1 v_1}}. \quad (88)$$

Выражая давления в кг/см^2 , находим окончательно расход пара через уплотнения в функции начального и конечного давлений и числа лабиринтов:

$$G_{ym} = 100 f \sqrt{\frac{g(p_1^2 - p_2^2)}{z p_1 v_1}}. \quad (89)$$

(G_{ym} — в кг/сек , f — в м^2 , $g = 9,81 \text{ м/сек}^2$).

В том случае, если лабиринты расположены один за другим в радиальном направлении (например, в турбине Юнгстрема) и величина проходного сечения меняется вследствие изменения радиуса x , следует в формулу (83) подставить $f = 2\pi x s$. Интегрируя полученное уравнение, найдем

$$G_{ym} = 100 \sqrt{\frac{g(p_1^2 - p_2^2) f_1 f_2}{z p_1 v_1}} \quad (90)$$

где $f_1 = 2\pi x_1 s$, а $f_2 = 2\pi x_2 s$ обозначают крайние значения проходных сечений на радиусах x_1 и x_2 .

В случае возникновения критической скорости в последнем лабиринте количество протекающего через него (а следовательно, и через все уплотнение) пара можно определить по формуле Бендемана (см. стр. 88):

$$G_{ym} = 203 f \sqrt{\frac{p_x}{v_x}} = 203 f \sqrt{k p_x^3} \quad (91)$$

Здесь f — в m^2 , p_x — в $кг/см^2$, v_x — в $m^3/кг$, причем p_x и v_x обозначают состояние пара в последней камере лабиринта (D на фиг. 135).

Для предшествующих $z-1$ лабиринтов может быть применена формула (89):

$$G_{ym} = 100 f \sqrt{\frac{g(p_1^2 - p_x^2)}{(z-1) p_1 v_1}} \quad (92)$$

Приравняв правые части формулы (91) и (92), находим

$$2,03^2 k p_x^3 = \frac{g(p_1^2 - p_x^2)}{(z-1) p_1 v_1}$$

Так как $k = \frac{1}{p_1 v_1}$, то

$$\begin{aligned} p_x^2 &= \frac{g}{2,03^2} \cdot \frac{p_1^2 - p_x^2}{z-1}, \\ p_x^2 &= \frac{g p_1^2}{2,03^2 (z-1) + g} \end{aligned} \quad (93)$$

Подставляя уравнение (93) в формулу (91), находим

$$\begin{aligned} G_{ym} &= 203 f \sqrt{\frac{k g p_1^2}{2,03^2 (z-1) + g}} = \\ &= 100 f \sqrt{\frac{k g p_1^2}{z-1 + \frac{g}{2,03^2}}} \end{aligned}$$

Так как $k = \frac{1}{p_1 v_1}$ и $\frac{g}{2,03^2} \approx 2,5$, то

$$G_{ym} = 100 f \sqrt{\frac{g}{z+1,5} \cdot \frac{p_1}{v_1}} \quad (94)$$

Как и в формуле (89), здесь выражены: f — в м^2 , p_1 — в кг/см^2 , v_1 — в $\text{м}^3/\text{кг}$, g — в м/сек^2 , G_{ym} — в кг/сек .

Для решения вопроса о том, в каких случаях надо пользоваться формулой (89), а в каких — формулой (93), найдем величину критического давления для последнего лабиринта. Для перегретого пара

$$p_k \approx 0,55 p_x.$$

Подставляя p_x из формулы (93), найдем

$$\begin{aligned} p_k &= 0,55 p_1 \sqrt{\frac{g}{2,03^2(z-1)+g}} = \\ &= 0,55 p_1 \sqrt{\frac{\frac{g}{2,03^2}}{z-1+\frac{g}{2,03^2}}}, \\ p_k &= \frac{0,85 p_1}{\sqrt{z+1,5}}. \end{aligned} \quad (95)$$

Если конечное давление p_2 больше p_k , то скорость пара в последнем лабиринте меньше критической, и расчет должен быть произведен по формуле (89). Если p_2 меньше p_k , то в последнем лабиринте достигается критическая скорость, и для расчета служит формула (94).

Если по заданным параметрам пара и числу лабиринтов надо определить количество протекающего пара, то предварительно по формуле (95) находится критическое давление для последнего лабиринта. Сравнение величины p_k с p_2 дает возможность выбрать ту или иную формулу для расчета.

Если задано количество пара и требуется найти число лабиринтов, то можно воспользоваться любой из формул (89) или (94). Найдя число лабиринтов, следует проверить по формуле (95) критическое давление пара и сравнить его с p_2 . Если это сравнение покажет, что выбор расчетной формулы был сделан неправильно, следует расчет переделать.

Необходимо отметить, впрочем, что результаты подсчетов по каждой из формул (89) или (94) незначительно отличаются друг от друга.

Так как пар, расширившийся в соплах и ушедший затем через лабиринтовое уплотнение, не отдал своей кинетической энергии лопаткам, то потеря на утечку пара, отнесенная к 1 кг работающего в турбине пара, может быть выражена формулой

$$h_{ym} = \frac{G_{ym}}{G} H_0, \quad (96)$$

где H_0 — адиабатический перепад тепла в турбине.

Для облегчения пользования формулами (89), (94), (95) они даны в приложении в виде номограмм (№ 3, 4, 5). Особенно удобно пользование этими номограммами при подборе числа лабиринтов.

Пример 1. Определить утечку пара через лабиринтовое уплотнение разгрузочного поршня реактивной турбины. Давление пара перед лабиринтом $p_1 = 12 \text{ ата}$. Температура пара $t_1 = 280^\circ$. Давление пара за лабиринтом $p_2 = 1 \text{ ата}$. Диаметр поршня 450 мм. Число камер лабиринта $z = 20$. Величина зазора $s = 0,3 \text{ мм}$.

Удельный объем пара при начальном его состоянии

$$v_1 = \frac{0,00471 T_1}{p_1} - 0,016 = \frac{0,00471 \cdot 553}{12} - 0,016 = 0,201 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Площадь, образуемая зазором для прохода пара,

$$f = \pi \cdot 0,45 \cdot 0,0003 = 0,000424 \text{ м}^2.$$

Критическое давление пара при выходе из последнего лабиринта [формула (95)]

$$p_k = \frac{0,85 \cdot 12}{\sqrt{20 + 1,5}} = 2,2 \text{ ата}.$$

Так как $p_k > p_2$, необходимо применить формулу (24), т. е. утечка пара

$$G_{ym} = 0,0424 \sqrt{\frac{9,81 \cdot 12}{21,5 \cdot 0,201}} = 0,221 \text{ кг/сек} = 796 \text{ кг/час}.$$

Пример 2. Определить необходимое число лабиринтов для концевое уплотнения турбины, давление пара перед которым $p_1 = 3 \text{ ата}$, $v_1 = 0,617 \text{ м}^3/\text{кг}$, $p_2 = 1 \text{ ата}$. Диаметр лабиринта 200 мм. Зазор $s = 0,1 \text{ мм}$.

Утечка пара через уплотнение не должна превышать 50 кг/ча

$$G_{ym} = \frac{50}{3600} = 0,0139 = 1,39 \cdot 10^{-2} \text{ кг/сек};$$

$$f = \pi \cdot 0,2 \cdot 0,0001 = 0,0000628 = 0,628 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2.$$

Предполагая, что отношение $\frac{p_2}{p_k}$ — наружного давления пара к давлению в последнем лабиринте — больше критического, применим формулу (89), из которой

$$z = \frac{10^4 f^2 g (p_1^2 - p_2^2)}{G_{ym}^2 p_1 v_1} = \frac{10^4 \cdot 0,628^2 \cdot 9,81 (3^2 - 1) \cdot 10^4}{10^8 \cdot 1,39^2 \cdot 3 \cdot 0,617} \approx 9.$$

По формуле (95)

$$p_k = \frac{3 \cdot 0,85}{\sqrt{9 + 1,5}} = 0,79 \text{ ата},$$

$p_2 > p_k$, т. е. применение формулы (95) было вполне уместным.

Пример 3. Определить необходимое число лабиринтов для концевое уплотнения турбины, давление пара перед которым $p_1 = 35 \text{ ата}$, $v_1 = 0,065 \text{ м}^3/\text{кг}$, $p_2 = 1 \text{ ата}$. Диаметр лабиринта $d = 150 \text{ мм}$, зазор $s = 0,1 \text{ мм}$. Турбина мощностью $N_p = 3000 \text{ квт}$ расходует

пара $d_s = 4 \text{ кг/квтч.}$ Утечка пара через уплотнение не должна превосходить 1% от расхода пара турбиной.

Допускаемый расход пара через уплотнение

$$G_{ym} = 0,01 \frac{d_s N_s}{3600} = \frac{0,01 \cdot 4 \cdot 3000}{3600} = 0,0332 = 3,32 \cdot 10^{-2} \text{ кг/сек};$$

$$f = \pi ds = \pi \cdot 0,15 \cdot 0,0001 = 0,0000471 = 0,471 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2.$$

Полагая, что в этом случае $p_2 < p_k$, воспользуемся формулой (94), из которой

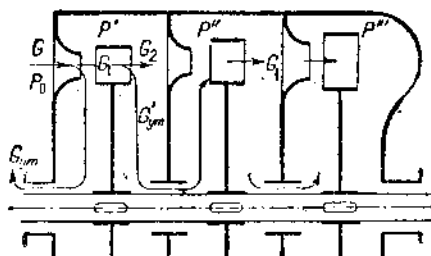
$$z = \frac{10^4 f^2 g p_1}{G_{ym}^2 v_1} - 1,5 = \frac{10^4 \cdot 0,471^2 \cdot 9,81 \cdot 35 \cdot 10^4 \cdot 10^3}{10^8 \cdot 3,32^2 \cdot 6,5} - 1,5 \approx 105.$$

Правильность выбора формулы (94) подтверждает уравнение

$$p_k = \frac{0,85 \cdot 35}{\sqrt{106,5}} = 2,8 \text{ атм},$$

т. е. действительно $p_2 < p_k$.

Разобранный пример показывает, какое большое число лабиринтов необходимо для турбин высокого давления.



Фиг. 140. Схема турбины со ступенями давления.

б) Как было указано выше, активная турбина со ступенями давления состоит из ряда одноступенчатых турбин, помещенных последовательно одна за другой и находящихся в общем корпусе. Схема такой турбины с тремя ступенями представлена на фиг. 140. Пар расширяется в первом сопле от давления p_0 до p' , во втором сопле от p' до p'' , в третьем — от p'' до p''' .

Так как давления в соседних камерах отличаются друг от друга, происходит утечка пара через зазор между диафрагмой и валом. Так, из G (кг) пара, вступающих в турбину, в соплах второй ступени расширяется лишь G_2 (кг). Количество пара G_{ym} проходит через наружное уплотнение, а G'_{ym} переходит во вторую камеру через зазор, не производя полезной работы. Если втулка диафрагмы не имеет лабиринтового уплотнения, то количество протекающего пара G'_{ym} можно определить, рассматривая щель между втулкой и валом как сопло. Если отношение давлений пара в ступенях $\frac{p''}{p'}$ равно или меньше критического отношения давлений, то в щели развивается критическая скорость пара, и расход его может быть определен по формуле Бендемана

$$G'_{ym} = 203 f \sqrt{\frac{p_1}{v_1}}$$

$$(f — \text{в м}^2, p_1 — \text{в кг/см}^2, v_1 — \text{в м}^3/\text{кг}).$$

Если же отношение давлений $\frac{p}{p'}$ больше критического, то расход пара необходимо определить по известной формуле расхода, вводя скоростной коэффициент $\varphi = 0,5 \div 0,8$ (в зависимости от длины щели):

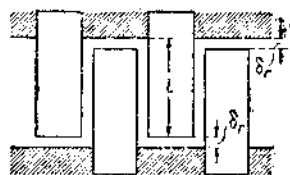
$$G_{ym} = \frac{\varphi f c_t}{v_1}.$$

Скорость пара c_t при этом (в зазоре диафрагмы между первой и второй ступенями)

$$c_t = 91,5 \sqrt{i' - i_t''}.$$

Обычно втулку диафрагмы снабжают лабиринтовым уплотнением: расчет в этом случае производится по формулам (89) или (94).

в) Потери через зазоры между лопатками и корпусом турбины имеет значение лишь в реактивных турбинах, где по обе стороны рабочей лопатки давление пара разное. Так как, с другой стороны, в этих турбинах не ставится диафрагм (направляющие лопатки укрепляются в корпусе турбины и доходят до барабана, в который вставлены рабочие лопатки — фиг. 141), то имеется утечка также и через зазор между направляющей лопаткой и барабаном.



Фиг. 141. Схема реактивной турбины.

Количество протекающего через зазоры (δ_r) пара, понятно, зависит от отношения величины δ_r к длине лопатки l . Чем больше $\frac{\delta_r}{l}$, тем больше эта потеря. Так как в первых ступенях высота лопатки незначительна, то в этих ступенях особенно велика утечка пара через зазоры. Обозначая площадь, образуемую для прохода пара каждым из зазоров ступени (т. е. как направляющими, так и рабочими лопатками), через f , количество протекающего пара можно определить по формуле

$$G_{ym} \approx 2f \frac{\varphi c_t}{v_1},$$

где скоростной коэффициент принимается $\varphi = 0,6 \div 0,8$.

Подробнее эта потеря разбирается ниже.

§ 29. Потеря давления при впуске и при выпуске пара и лучеиспускание

Если начальное состояние пара (перед стопорным клапаном турбины) определяется параметрами p_0' и t_0' , то перед соплами первой ступени параметры эти несколько снижаются в зависимости от системы регулирования.

При любой системе регулирования (дрессельном или сопловом) имеет место потеря давления при проходе пара через пусковой,

регулирующий клапаны и через соединительные трубы и каналы. Эта потеря пропорциональна квадрату скорости пара и не может быть точно учтена.

При дроссельном регулировании Форнер¹ советует дроссельный клапан рассчитывать так, чтобы при экономическом режиме еще имело место некоторое дросселирование пара; при таком методе расчета турбина будет свободно развивать необходимую мощность при некотором снижении давления свежего пара или при ухудшении вакуума в конденсаторе. С учетом потерь между стопорным и дроссельным клапанами Форнер рекомендует давление перед соплами первой ступени принимать

$$p_0 \approx 0,9 p'_0,$$

где p'_0 — давление перед стопорным клапаном.

При этом методе подсчета турбина, однако, будет работать с наименьшим расходом пара не при расчетной (экономической) мощности. Так как это нежелательно, лучше принимать

$$p_0 \approx 0,95 p'_0.$$

При наличии соплового регулирования можно принимать

$$p_0 = (0,95 \div 0,98) p'_0.$$

Так как при этой потере давления теплосодержание пара остается неизменным, начальная точка теплового процесса на i -с-диаграмме из A'_0 перейдет в A_0 (фиг. 142).

Фиг. 142. Падение давления при впуске и выпуске.

Потеря давления при выпуске зависит в большой степени от конструкции выпускного патрубка турбины и допущенной в нем скорости пара. В турбинах с противодавлением последняя обычно невелика ($30 \div 50$ м/сек), и падением давления в выпускном патрубке можно пренебречь. В конденсационных турбинах приходится допускать большие скорости пара в выпускном патрубке ($100 \div 150$ м/сек), что обуславливает заметную потерю давления.

По Форнеру²

$$\frac{p_2 - p'_2}{p'_2} = \lambda \left(\frac{c_a}{100} \right)^2, \quad (97)$$

где p'_2 — давление в конденсаторе;

p_2 — " за лопатками турбины;

c_a — скорость пара в выпускном патрубке;

λ — коэффициент, соответствующий падению давления при скорости $c_a = 100$ м/сек. Его следует принимать $0,07 \div 0,10$.

При скорости $c_a = 100$ м/сек и давлении $p'_2 = 0,05$ ага падение давления составит ($\lambda = 0,1$)

$$p_2 - p'_2 = 0,05 \cdot 0,1 = 0,005 \text{ ага},$$

¹ Forner, Die thermodynamische Berechnung der Dampfturbinen, Berlin, 1931 (имеется русский перевод).

² См. вышецитированную книгу.

$$p_2 = 0,055 \text{ атм.}$$

Конструирование выпускных патрубков по типу диффузора позволяет уменьшить последнюю потерю.

Адиабатический перепад тепла в результате указанных потерь составляет H_0 кал/кг, вместо располагаемых H_0' кал/кг (фиг. 142), величина потери составляет $H_0' - H_0$ кал/кг.

Действительный процесс турбины схематически изображен линией $A_0'A_0BC$.

Потеря от лучеиспускания тепла корпусом турбины в окружающую среду настолько незначительна, что специальному учету не подлежит и может быть принята во внимание лишь в порядке округления к. п. д. турбины.

§ 30. Механические потери

К этой группе потерь причисляются: трение в подшипниках (опорных и упорных), затрата работы на привод регулирующего устройства и масляного насоса, потери в зубчатом редукторе (если таковой имеется). К механическим потерям можно относить также затрату энергии на привод конденсационных насосов, в особенности, если последние приводятся от вала турбины. Однако, для того чтобы охарактеризовать экономичность работы турбины, как таковой, лучше потери в зубчатом редукторе и затрату энергии на конденсационные насосы рассматривать отдельно от механических потерь турбины.

Трение в подшипниках турбин относительно очень невелико, и затрата на его преодоление по Лангену не превышает 0,5% мощности турбины при полной нагрузке. Трение в частях регулирующих органов и работа масляного насоса берут около 1% мощности турбины.

Конденсационные насосы потребляют 1—3% мощности турбины в крупных установках, 3—10% — при турбинах малой мощности (менее 500 л. с.). Расход энергии на конденсационные насосы зависит в большой степени от высоты напора, с которым должен работать насос для подачи охлаждающей воды.

Зубчатые редукторы при паровых турбинах работают обычно с к. п. д. 0,97—0,99.

Сумма механических потерь турбины может быть определена ее вращением вхолостую от электромотора с определением нагрузки последнего. При этом необходимо производить испытание под вакуумом в корпусе турбины, для того чтобы снизить потери от трения и вентиляции дисков. При подсчете мощности N_m , затрачиваемой на преодоление механических потерь, трение и вентиляцию дисков надо учесть¹.

¹ Можно рекомендовать производить испытание при различных вакуумах и результаты испытаний экстраполировать на абсолютный вакуум для исключения потери на трение дисков и вентиляцию.

Величина удельной механической потери (приходящейся на 1 кг пара)

$$Z_{\text{м}} = \frac{75 N_{\text{м}}}{G} \text{ кгм/кг}, \quad (98)$$

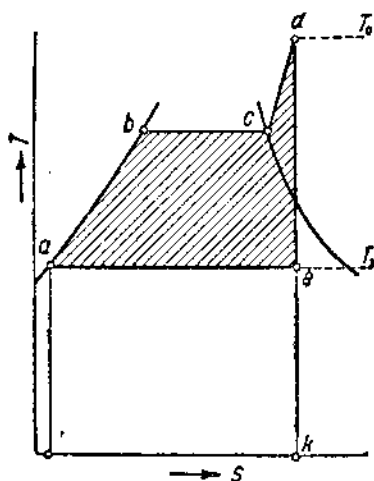
$$h_{\text{м}} = \frac{75 N_{\text{м}}}{427 G} = \frac{N_{\text{м}}}{5,7 G} \text{ кал/кг}. \quad (98a)$$

Последняя величина в is -диаграмме теплового процесса, конечно, не фигурирует, так как не влияет на состояние пара в турбине.

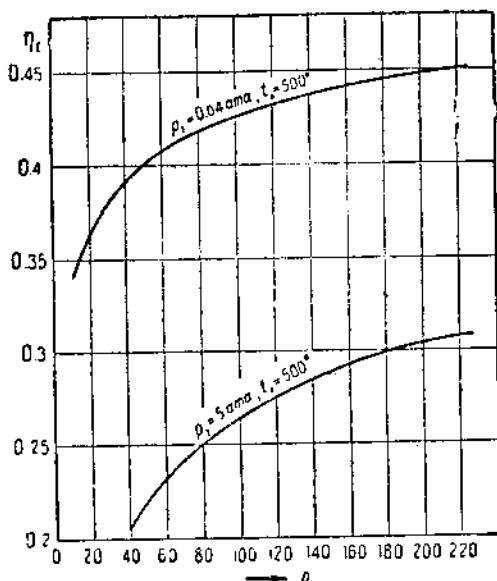
§ 31. Идеальные циклы турбинных установок

1. Цикл Рэнкина

Этот цикл изображен на фиг. 143 в виде площади $abcde$ (в координатах $T-S$). По линии ab подводится тепло для нагрева воды до температуры парообразования, по линии bc совершается испарение, по линии cd — перегрев пара;



Фиг. 143. Цикл Рэнкина в координатах $T-S$.



Фиг. 144. Зависимость термического к. п. д. от начального давления пара.

линия de соответствует адиабатическому расширению пара в турбине, линия ea — конденсации пара. При этом предполагается, что вода поступает в котел той же температуры, какую имел отработавший пар. Коэффициент полезного действия цикла, называемый термическим к. п. д., равен отношению количества тепла, превращенного в работу, к количеству тепла, затраченному на совершение процесса:

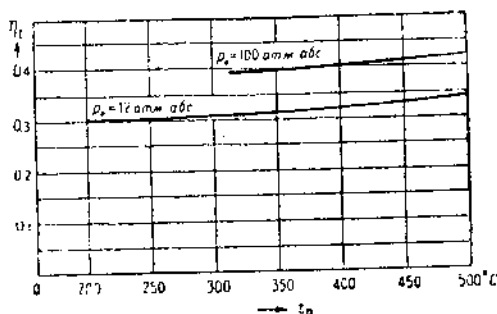
$$\eta_t = \frac{\text{площадь } abcde}{\text{площадь } abcaki}.$$

Проще термический к. п. д. цикла Рэнкина определяется при помощи i - s -диаграммы. Количество тепла, превращенное в работу, выражается адиабатическим перепадом тепла $i_0 - i_2$ между начальным p_0 и конечным давлением p_2 . В котле на 1 кг пара затрачивается $i_0 - i_2'$ кал, где i_2' — теплота питательной воды (конденсата из турбины), температура которой равна температуре отработавшего пара (находится по таблицам насыщенного пара для давления p_2):

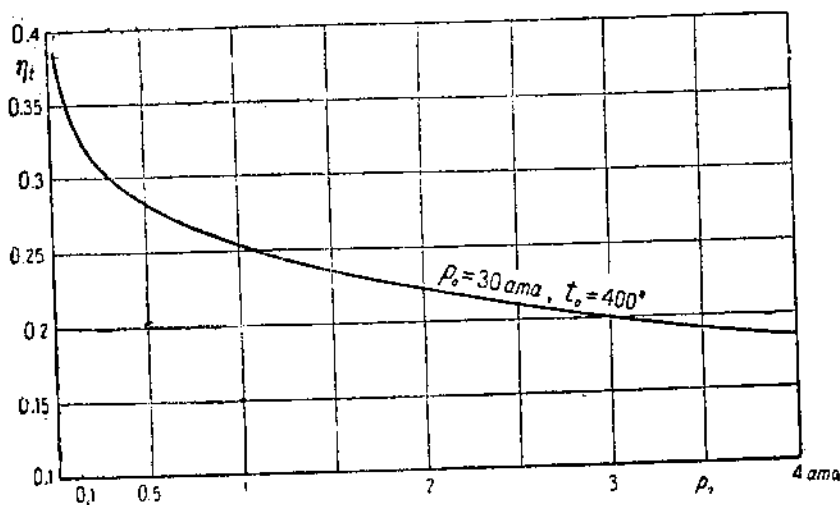
$$\eta_t = \frac{i_0 - i_2}{i_0 - i_2'} \quad (99)$$

Легко видеть, что термический к. п. д. зависит лишь от начальных и конечных параметров пара. Зависимость эта изображена на фиг. 144, 145 и 146.

Термический к. п. д. растет с повышением начального давления пара (фиг. 144). Рост этот интенсивен в области невысоких давлений пара, замедлен — при значительных давлениях. Так, например, при начальной температуре 500° и вакууме в конденсаторе 96% терми-



Фиг. 145. Зависимость термического к. п. д. от начальной температуры пара.



Фиг. 146. Зависимость термического к. п. д. от противодавления.

ческий к. п. д. с повышением начального давления со 160 до 225 atm возрастает лишь на 0,01 или на 2,3%. С повышением противодавления кривая идет круче, и выигрыш в к. п. д. от увеличения начального давления становится более существенным.

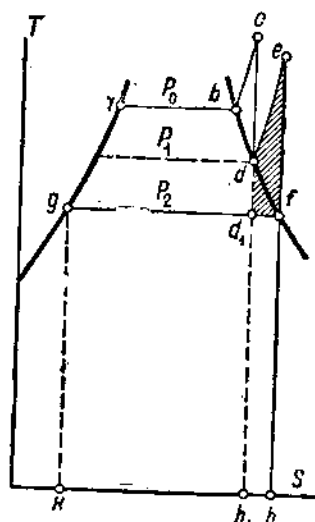
Повышение температуры пара (фиг. 145) является безусловно

выгодным до любой величины, лимитируемой свойствами материалов котла и турбины.

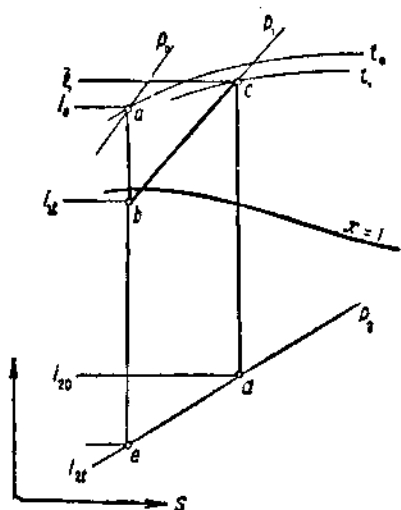
Выгодность глубокого вакуума ясна из фиг. 146. Термический к. п. д. растет особенно быстро при глубоких вакуумах, и кривая η_t асимптотически приближается к оси ординат.

2. Цикл с промежуточным перегревом пара

Ввиду того что пар в конце расширения приобретает значительную влажность, которая как указывалось выше (§ 24), вредно влияет на к. п. д. турбины, в некоторых случаях применяют промежуточный перегрев пара, т. е. из какой-либо ступени турбины пар



Фиг. 147. Тепловой процесс турбины с промежуточным перегревом пара в координатах TS .



Фиг. 148. Идеальный процесс с промежуточным перегревом пара на i - s -диаграмме.

направляют в перегреватель и, повысив там его температуру, вновь возвращают в турбину.

Такой процесс изображен на фиг. 147. После расширения в турбине по линии cd , пар вторично перегревается до точки e (при давлении p_1) и после этого расширяется до конечного давления p_2 . В процессе, изображенном на фиг. 147, благодаря вторичному перегреву пар при расширении в турбине остается все время перегретым.

Как будет показано ниже, промежуточный перегрев применяется лишь при работе паром с высоким начальным давлением, так как именно в этом случае влажность в конце расширения достигает значительной величины.

Промежуточный перегрев может быть и многократным; по причинам, указанным ниже, ограничиваются, однако, лишь однократным перегревом (не считая начального). Термический к. п. д. этого цикла

$$\eta_t = \frac{\text{площадь } abcdefg}{\text{площадь } abcdehkg}.$$

Заштрихованная площадь выражает собою прирост механической работы, площадь $dehh_1$ — дополнительно затрачиваемое количества тепла. Относительный выигрыш в величине механической работы обычно больше относительного приращения затрачиваемого тепла, вследствие чего термический к. п. д. от применения промежуточного перегрева возрастает.

Следует иметь в виду, что тепло, затрачиваемое на промежуточный перегрев пара, может дать больший прирост термического к. п. д., если тепло это использовать для повышения начальной температуры пара. Поэтому промежуточный перегрев следует применять лишь в тех случаях, когда дальнейшее повышение температуры свежего пара невозможно.

На фиг. 148 изображен в i -диаграмме идеальный процесс турбины с промежуточным перегревом пара. Перегрев совершается по линии bc .

Термический к. п. д. цикла выражается формулой

$$\eta_t = \frac{(i_0 - i_{1'}) + (i_1 - i_{2'})}{(i_0 - i_{2'}) + (i_1 - i_{1'})}. \quad (100)$$

Пример. Определить термический к. п. д. цикла при начальном давлении $p_0 = 200$ *ата*, температуре $t_0 = 500^\circ$, давлении в конденсаторе $p_2 = 0,05$ *ата* и промежуточном перегреве при $p_1 = 30$ *ата* до температуры $t_1 = 450^\circ$.

В этом случае:

$$\begin{aligned} i_0 &= 778,5 \text{ кал/кг} \\ i_{1'} &= 665 \text{ " } \\ i_1 &= 793 \text{ " } \\ i_{2'} &= 516 \text{ " } \\ i_2 &= 32,5 \text{ " } \end{aligned}$$

$$\eta_t = \frac{778,5 - 665 + 793 - 516}{778,5 - 32,5 + 793 - 665} = 0,45.$$

Отметим, что при этих же параметрах, но без промежуточного перегрева, термический к. п. д. составлял бы

$$\eta_t = \frac{i_0 - i_{2'}}{i_0 - i_2} = \frac{778,5 - 448}{778,5 - 32,5} = 0,442.$$

Выигрыш в к. п. д. от промежуточного перегрева составляет всего лишь

$$\frac{0,45 - 0,442}{0,442} \cdot 100 = 1,8\%.$$

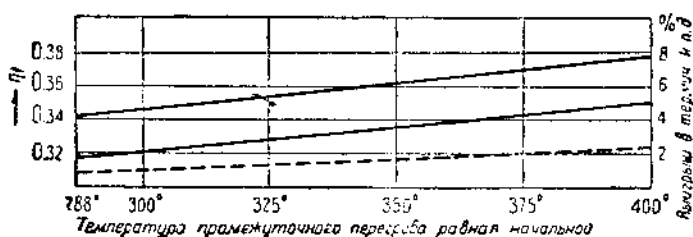
Как видно из этого примера, теоретическая выгодность промежуточного перегрева ничтожна.

На фиг. 149 ¹ сплошными линиями изображены величины термического к. п. д.: верхней линией — цикла с промежуточным перегревом, нижней — цикла Рэнкина; пунктирной линией — выигрыш в величине термического к. п. д. от применения вторичного перегрева.

¹ „AEG-Mitteilungen“, 1927 г., стр. 250.

График начерчен для начального давления 70 *ата*, противодавления 0,035 *ата*, промежуточного перегрева при 10,5 *ата* до начальной температуры пара. В зависимости от величины начальной температуры выигрыш колеблется в пределах 1—3%.

Следует, однако, иметь в виду, что промежуточный перегрев уменьшает влажность пара в последних ступенях, и поэтому действительный выигрыш от его применения значительнее, чем указано выше.

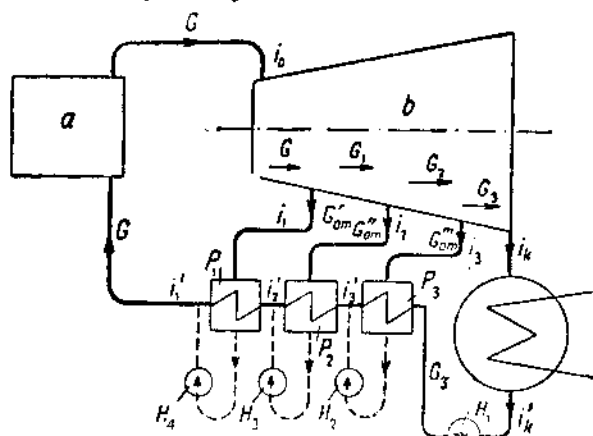


Фиг. 149. Теоретическая выгода промежуточного перегрева пара.

3. Регенеративный цикл¹

Понятие об этом цикле дано в § 9. На фиг. 150 представлена схема турбинной установки с тремя отборами пара для регенерации (подогрева питательной воды). Буквой *a* обозначен котел, *b*—турбина, P_1 — P_3 —подогреватели, H_1 — H_4 —насосы.

В турбину входит пар теплосодержанием i_0 в количестве G кг/сек. Из некоторой ступени высокого давления отбирается в подогреватель $G''_{от}$ кг/сек



Фиг. 150. Схема регенеративного процесса.

пара теплосодержанием i_1 . Далее имеется отбор $G''_{от}$ кг/сек при теплосодержании i_2 , наконец, — отбор $G''_{от}$ кг/сек с теплосодержанием i_3 . В конденсатор пар поступает с теплосодержанием i_k , конденсат получается той же температуры, но теплосодержанием i'_k . В каждом из подогревателей конденсат нагревается,

причем обогревающий пар конденсируется и присоединяется к нагретому конденсату.

Для выяснения выгоды регенеративного процесса рассмотрим

¹ В этом разделе мы несколько отступили от ранее принятой индексации давлений и теплосодержаний пара, для того чтобы избежать сложных обозначений.

его изображение в TS -диаграмме (фиг. 151) с некоторыми допущениями.

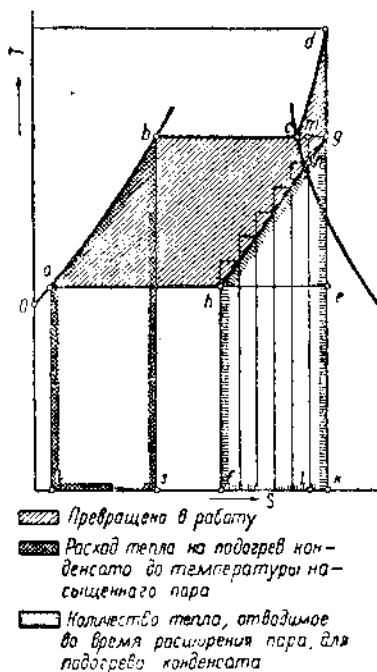
Положим, что от точки g , соответствующей температуре насыщенного пара, весь пар, проходящий через турбину, отводится из каждой ступени для подогрева конденсата, возвращаясь затем обратно в следующую ступень турбины. Подогрев этот производится постепенно сначала паром из последних ступеней турбины (близ линии ah), затем паром более высокого давления. Расширение пара в ступенях турбины является адиабатическим (по линии tp , например), в подогревателе же пар отдает количество тепла, измеряемое для последней, например, ступени отбора площадью $mgkl$. При переходе в область насыщения влажность пара при отдаче им части тепла в подогревателях быстро возрастает. При выходе из турбины состояние пара определяется точкой h .

Если положить число мест отбора бесконечно большим, то процесс расширения пара с одновременным отъемом тепла для подогрева конденсата изобразится кривой gh , параллельной ab . Все количество тепла, отданное конденсату, температура которого доведена до температуры насыщенного пара, измеряется площадью $hgkf$, равной площади $absi$ (теплоте жидкости). Таким образом на работу этого процесса, эквивалентную площади $abcdgh$, затрачивается количество тепла, измеряемое площадью $abcdghfi$. Коэффициент полезного действия процесса

$$\eta_i = \frac{\text{площадь } abcdgh}{\text{площадь } abcdghfi}$$

больше к. п. д. цикла Рэнкина и для насыщенного пара ¹ равен к. п. д. цикла Карно.

Осуществление регенеративного процесса в описанном виде связано со значительными конструктивными затруднениями (большой объем пара, направляемого в подогреватели, потери в соединительных трубопроводах, значительная влажность пара в последних ступенях турбины) и практически неприменимо. Однако тот же эффект дает лишь частичный отвод пара из промежуточных ступеней турбины в количестве, необходимом для подогрева до температуры насыщения отобранного пара.



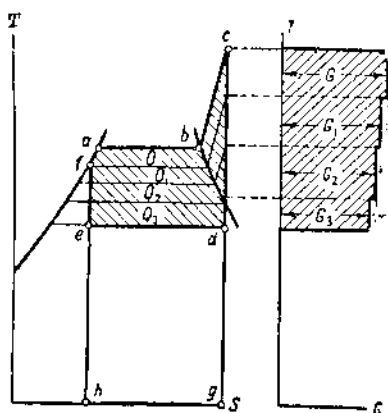
Фиг. 151. Регенеративный цикл в условном изображении.

¹ Для перегретого пара цикл Карно, как известно, неприменим.

В этом случае расширение пара в турбине будет следовать (в идеальном процессе) адиабате de ; попрежнему, однако, количество тепла, измеряемое площадью $hgkf$ (при бесконечно большом числе ступеней отбора), будет использовано для подогрева конденсата, и к. п. д. процесса выразится той же величиной η , что и в предыдущем случае.

Проф. Пио-Ульский¹ для наглядности предложил изображать регенеративный цикл в координатной системе $T-S-G$ (фиг. 152).

В обычной TS -диаграмме, построенной для 1 кг пара, не отражается изменение количества пара, проходящего через турбину. Это изменение и указывается правой частью диаграммы на



Фиг. 152. Регенеративный цикл в координатной системе $T-S-G$.

обозначим i_1, i_2, i_3 . Теплосодержания эти намечены также на фиг. 153.

Положим, что в каждом подогревателе вода нагревается до температуры насыщения обогревающего пара; поэтому теплосодержания воды после каждой ступени подогрева обозначены i'_1, i'_2, i'_3 (фиг. 150).

Термический к. п. д. процесса

$$\eta = \frac{(i_0 - i_1) G + (i_1 - i_2) G_1 + (i_2 - i_3) G_2 + (i_3 - i_k) G_3}{G (i_0 - i'_1)} \quad (101)$$

Тепловой баланс каждого из подогревателей выражается следующими уравнениями:

$$\left. \begin{aligned} G_3 i'_k + G'''_{om} i_3 &= G_2 i'_3, \\ G_2 i'_3 + G''_{om} i_2 &= G_1 i'_2, \\ G_1 i'_2 + G'_{om} i_1 &= G i'_1. \end{aligned} \right\} \quad (102)$$

¹ Г. Н. Пио-Ульский, Курс паровых турбин.

С другой стороны,

$$\left. \begin{aligned} G_3 + G'''_{от} &= G_2, \\ G_2 + G''_{от} &= G_1, \\ G_1 + G'_{от} &= G. \end{aligned} \right\} \quad (103)$$

Определяя из уравнений (103) величины $G'_{от}$, $G''_{от}$, $G'''_{от}$ и подставляя их в уравнения (102), найдем

$$\left. \begin{aligned} G_2 &= \alpha_3 G_3, \\ G_1 &= \alpha_2 G_2 = \alpha_2 \alpha_3 G_3, \\ G &= \alpha_1 G_1 = \alpha_1 \alpha_2 \alpha_3 G_3, \end{aligned} \right\} \quad (104)$$

где приняты обозначения

$$\left. \begin{aligned} \alpha_1 &= \frac{i_1 - i'_2}{i_1 - i'_1}, \\ \alpha_2 &= \frac{i_2 - i'_3}{i_2 - i'_2}, \\ \alpha_3 &= \frac{i_3 - i'_k}{i_3 - i'_3}. \end{aligned} \right\} \quad (105)$$

По подстановке формул (104) в уравнение (101) найдем

$$\eta_{II} = \frac{\alpha_1 \alpha_2 \alpha_3 (i_0 - i_1) + \alpha_2 \alpha_3 (i_1 - i_2) + \alpha_3 (i_2 - i_3) + i_3 - i_k}{\alpha_1 \alpha_2 \alpha_3 (i_0 - i'_1)} \quad (106)$$

Пример. Определить термический к. п. д. регенеративного цикла для начальных параметров: $p_0 = 30 \text{ атм}$, $t_0 = 400^\circ$, давлении в конденсаторе $p_k = 0,04 \text{ атм}$, отборах при давлениях: $p_1 = 10 \text{ атм}$, $p_2 = 3 \text{ атм}$, $p_3 = 0,5 \text{ атм}$. Подогрев воды в каждой ступени осуществляется до температуры насыщения обогревающего пара.

По is -диаграмме (фиг. 153) выпишем теплосодержания:

$i_0 = 772 \text{ кал/кг}$, $i_1 = 702,5 \text{ кал/кг}$, $i_2 = 645 \text{ кал/кг}$, $i_3 = 576,5 \text{ кал/кг}$, $i_k = 499 \text{ кал/кг}$.

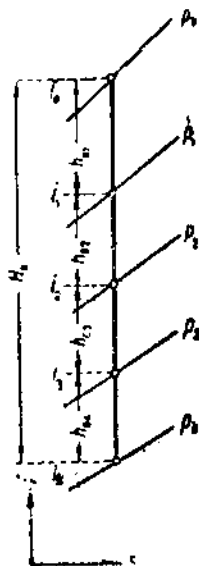
По таблицам для пара найдем теплосодержание воды при давлениях p_1 , p_2 , p_3 , p_k :

$i'_1 = 181,3 \text{ кал/кг}$, $i'_2 = 133,4 \text{ кал/кг}$, $i'_3 = 80,9 \text{ кал/кг}$, $i'_k = 28,6 \text{ кал/кг}$.

По формулам (105) найдем

$$\alpha_1 = \frac{702,5 - 133,4}{702,5 - 181,3} = 1,09,$$

$$\alpha_2 = \frac{645 - 80,9}{645 - 133,4} = 1,1,$$



Фиг. 153. is -диаграмма идеального регенеративного процесса.

$$\alpha_2 = \frac{576,5 - 28,6}{576,5 - 80,9} = 1,11.$$

По формуле (106)

$$\eta_r = \frac{1,09 \cdot 1,1 \cdot 1,11 (772 - 702,5) + 1,1 \cdot 1,11 (702,5 - 645)}{1,09 \cdot 1,1 \cdot 1,11 (772 - 181,3)} + \frac{1,11 (645 - 576,5) + 576,5 - 499}{1,09 \cdot 1,1 \cdot 1,11 (772 - 181,3)} = 0,402.$$

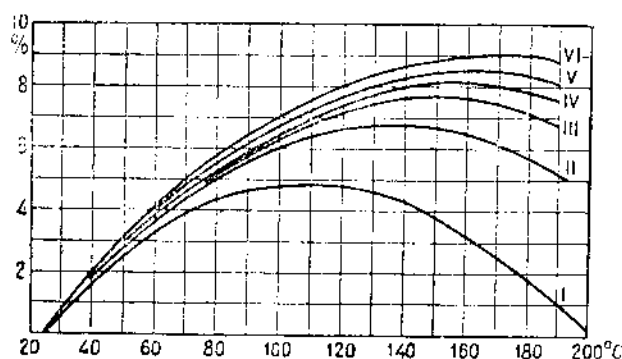
Отметим, что к. п. д. цикла Рэнкина для тех же условий составляет

$$\eta_r' = \frac{i_0 - i_k}{i_0 - i_k'} = \frac{772 - 499}{772 - 28,6} = 0,367.$$

Выигрыш от применения регенерации

$$\frac{\eta_r - \eta_r'}{\eta_r'} \cdot 100 = \frac{0,402 - 0,367}{0,367} \cdot 100 = 9,5\%.$$

На фиг. 154¹ показано изменение теоретического процентного выигрыша в расходе тепла в зависимости от числа ступеней и температуры подогрева. Кривые относятся к случаю работы паром



Фиг. 154. Изменение процентного выигрыша в расходе тепла установкой с регенеративным циклом в зависимости от числа ступеней и температуры подогрева (давление перегретого пара 20 *атм*).

20 *атм* в предположении, что температура воды по выходе из подогревателя на 10° ниже температуры обогревающего пара. При одноступенчатом подогреве наибольшая экономия (по отношению к циклу Рэнкина) — 4,8% — достигается при температуре подогрева 110°. Отбираемый из турбины пар должен иметь при этом температуру 110 +

+ 10 = 120° Ц, что соответствует давлению (при отсутствии перегрева) 2 *атм*. При шестикратном подогреве питательной воды экономия может достигнуть 9% при температуре в последнем подогревателе 175° Ц. Работающий в этом подогревателе пар должен иметь температуру 175 + 10 = 185°, что соответствует давлению 11,5 *атм*. Отметим, что при бесконечно большом числе ступеней отбора экономия от применения регенеративного цикла для тех же условий теоретически может достигнуть 10%.

¹ См. Z. d. V. d. I., 1923 г., стр. 1153 (статья инж. Ноак).

Сравнивая кривые I—VI на фиг. 154, нетрудно прийти к заключению, что применение числа ступеней подогрева, большего трех-четырёх, нецелесообразно: сложность и дороговизна устройства не окупят незначительно повышающейся с числом ступеней экономии.

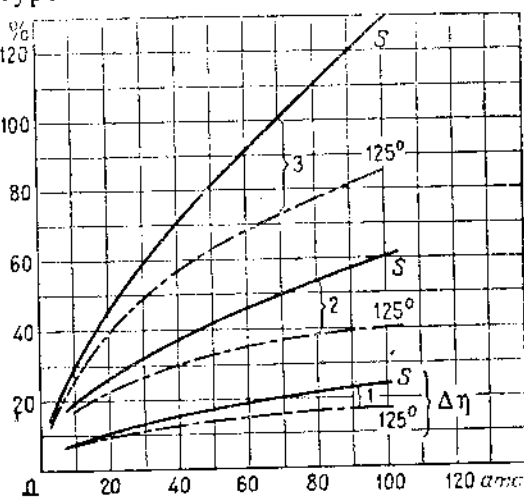
Из той же фигуры следует, что чем меньше число ступеней подогрева, тем большее значение приобретает правильный выбор температуры подогрева.

Выгодность регенеративного цикла в значительной степени зависит от давления и температуры острого пара, которым работает турбина. На фиг. 155 показано изменение различных величин, характеризующих работу турбины в зависимости от давления острого пара, причем кривые *S* относятся к случаю работы сухим насыщенным паром, кривые, отмеченные "125°" — к случаю работы паром, перегретым на 125° против температуры насыщения. Все кривые построены для идеальных процессов; регенеративный цикл предположен с бесконечно большим числом ступеней подогрева.

Кривые 1 показывают выигрыш в расходе тепла установкой, работающей по регенеративному циклу с подогревом конденсата от 33° Ц до температуры воды в котле, по сравнению с установкой, следующей циклу Рэнкина (с газовым экономайзером). Выигрыш увеличивается с повышением давления и понижением температуры острого пара.

По кривым 2 можно определить увеличение расхода пара турбиной, работающей по регенеративному циклу, по сравнению с обычной. Так, при работе паром 100 *атм* и 435° Ц (перегрев 125°) первая турбина расходует пара на 40% больше. Это не обуславливает, конечно, повышенного расхода топлива или необходимости увеличить поверхность нагрева котла; напротив, и то и другое уменьшается в соответствии с цифрами, определяемыми из кривых 1. Повышенный расход пара сказывается лишь на размерах трубопроводов, проходных сечений турбины, размерах питательного насоса.

Кривые 3, наконец, показывают разницу между количеством пара, подведенным к турбине, работающей по регенеративному циклу, и количеством пара, проходящим в конденсатор. Например, при давлении острого пара 100 *атм* и температуре 435° Ц к турбине подводится на 84% больше пара, чем его отводится в конденсатор.



Фиг. 155. Характеристика регенеративного цикла при различных давлениях и температурах острого пара.

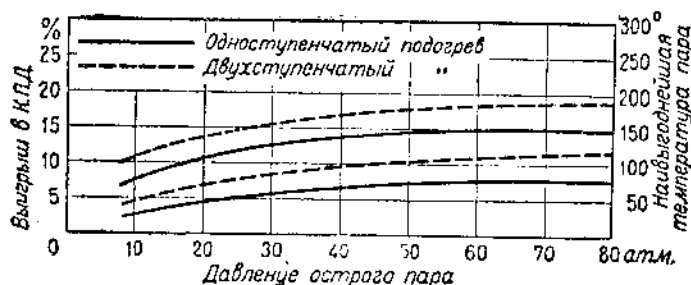
Из 1 кг острого пара через последние ступени проходит лишь

$$\frac{1}{1 + 0,84} = 0,545 \text{ кг.}$$

Это обстоятельство особенно благоприятно сказывается при конструировании турбин большой мощности, так как позволяет уменьшить сечение для прохода пара в последних ступенях.

Увеличенный расход пара первыми ступенями турбины также благоприятен, так как позволяет применить более высокие лопатки.

В действительности, конечно, конденсат не подогревают до температуры воды в котле. Если отобрать пар даже из первой ступени турбины, он будет иметь все же пониженное давление и температуру в соответствии с перепадом тепла в этой ступени. Необходимо также иметь некоторую разницу в температурах обо-



Фиг. 156. Наиболее выгодная температура подогрева и выигрыш в к. п. д. от применения регенеративного цикла.

гревающего пара и питательной воды. Обычно поэтому окончательная температура подогрева составляет $120 \div 160^\circ$, доходя при очень высоких давлениях до $180 \div 190^\circ \text{ Ц}$.

Теоретически наиболее выгодная температура подогрева для различных давлений острого пара и разного числа ступеней отбора (одной или двух) может быть установлена (по данным фирмы АЕГ) на основании фиг. 156. Две верхних кривых на этой фигуре относятся к температуре подогрева, нижние кривые — к выигрышу в к. п. д. (приращение к. п. д. в процентах к основному к. п. д.). Так, например, для двух мест отбора и давления пара 30 ат наиболее выгодная температура подогрева составляет 155° Ц , выигрыш в к. п. д. достигает $7,0\%$.

§ 32. Мощность и коэффициенты полезного действия паровых турбин

В предыдущем параграфе дано понятие о термическом к. п. д. Для цикла Рэнкина

$$\eta_t = \frac{i_0 - i_{2t}}{i_0 - i_2'} = \frac{L_0}{L}, \quad (107)$$

где $i_0 - i_{2t}$ — адиабатический перепад тепла в турбине;
 i_0 — начальное теплосодержание пара;

i_2' — теплосодержание питательной воды с температурой t_2 , соответствующей давлению p_2 отработавшего пара;
 L_0 — работа, эквивалентная адиабатическому перепаду тепла;

$$L_0 = \frac{i_0 - i_{2t}}{A},$$

L — работа, эквивалентная величине $i_0 - i_2'$:

$$L = \frac{i_0 - i_2'}{A}.$$

На венце (в соплах и на рабочих лопатках) турбины происходит преобразование тепловой энергии пара в механическую работу турбинного диска. Это преобразование связано с потерями: в сопле (Z_c), на лопатках (Z_A) и выходной (Z_a). Поэтому работа, развиваемая на лопаточном венце,

$$L_A = L_0 - (Z_c + Z_A + Z_a). \quad (108)$$

Отношение работы на венце турбины L_A к располагаемой работе L_0 называется коэффициентом отдачи на венце (обода) турбины или к. п. д. лопаточного венца:

$$\eta_{oa} = \frac{L_A}{L_0} = \frac{AL_A}{i_0 - i_{2t}}. \quad (109)$$

Если от работы на венце турбины отнять потери: вентиляционную, на трение диска в паре и на утечку пара, мы получим внутреннюю работу турбины, соответствующую индикаторной работе паровой машины,

$$L_i = L_A - Z_{ms} - Z_{ym}. \quad (110)$$

Ей соответствует внутренняя мощность турбины

$$N_i = \frac{L_i G}{75},$$

где G — расход пара турбиной в $кг/сек$.

Отношение внутренней работы L_i к располагаемой L_0 называется относительно-внутренним к. п. д.¹

$$\eta_{oi} = \frac{L_i}{L_0} = \frac{AL_i}{i_0 - i_{2t}}. \quad (111)$$

Относительно-внутренний к. п. д. легко определяется по i -с-диаграмме теплового процесса турбины. Если состояние пара в выпускном патрубке определяется точкой A_2 (фиг. 163), то

¹ Некоторые авторы называют этот коэффициент индикаторным, другие — индикаторным термодинамическим. Понятие „индикаторный“ к турбине совершенно неприменимо; поэтому оба наименования, в особенности первое, следует признать неудачными.

величина H_1 представляет собой перепад тепла, превращенный во внутреннюю работу турбины. Относительно-внутренний к. п. д.

$$\eta_{oi} = \frac{H_1}{H_0}.$$

Обратно, зная величину H_0 и его положение на is -диаграмме, зная также η_{oi} , можно определить положение точки A_2 и состояние пара при выпуске из турбины.

Отношение работы L_1 к полному приобретенному в котле тепло-содержанию пара назовем внутренним к. п. д.

$$\eta_u = \frac{L_1}{L} = \frac{AL_1}{i_0 - i_2'} \quad (112)$$

Если учесть, наконец, механические потери, то с вала турбины может быть снята мощность

$$N_e = N_1 - N_m,$$

называемая эффективной мощностью турбины, мощностью на валу или на муфте турбины.

Отношение эффективной мощности к внутренней называется механическим к. п. д.

$$\eta_m = \frac{N_e}{N_1} = \frac{L_e}{L_1} \quad (113)$$

L_e — эффективная работа 1 кг пара:

$$L_e = \frac{75 N_e}{Q} \quad (114)$$

Отношение эффективной работы L_e к располагаемой L_0 называется относительно-эффективным к. п. д.¹

$$\eta_{oe} = \frac{L_e}{L_0} = \frac{AL_e}{i_0 - i_2'} \quad (115)$$

Если полезную работу турбины отнести не к располагаемому количеству тепла $i_0 - i_{2'}$, а к полному приобретенному в котле теплосодержанию пара, то получается эффективный к. п. д.²

$$\eta_e = \frac{L_e}{L} = \frac{AL_e}{i_0 - i_2'} \quad (116)$$

Этот коэффициент показывает, таким образом, какая часть полной теплоты пара превращена в турбине в полезную механическую работу.

¹ Вышеупомянутые авторы называют этот коэффициент эффективным термодинамическим.

² Те же авторы называют этот коэффициент эффективным термическим. Разница понятий „термический“ и „термодинамический“, по нашему мнению, недостаточно оттеняет сущность каждого из коэффициентов.

Легко видеть, что

$$\eta_e = \eta_i \cdot \eta_{oi} \cdot \eta_m = \eta_i \eta_m, \quad (117)$$

$$\eta_{oe} = \eta_{oi} \cdot \eta_m. \quad (118)$$

Последние коэффициенты удобно определять в зависимости от расхода пара турбиной.

Обозначим расход пара на одну эффективную лошадиную силу в час

$$d_e = \frac{3600 G}{N_e} \text{ кг/л.с.ч.} \quad (119)$$

Имея в виду, что тепловой эквивалент одного сило-часа равен 632 кал, мы можем написать

$$632 = D_e \eta_e (i_0 - i_2'). \quad (120)$$

С другой стороны,

$$632 = D_e \eta_{oe} (i_0 - i_{2t})^1. \quad (121)$$

Из этих формул по заданному расходу пара может быть определен к. п. д. турбины, и наоборот.

Если для турбины, идеальным циклом которой является цикл Рэнкина, относительно-эффективный к. п. д.

$$\eta_{oe} = \frac{632}{d_e H_0}, \quad (122)$$

где $H_0 = i_0 - i_{2t}$ (полный адиабатический перепад тепла), то для турбины, работающей по регенеративному циклу, этот коэффициент можно определить следующим образом:

Величиной, эквивалентной H_0 является работа 1 кг пара в идеальной турбине, выраженная в тепловых единицах (AL_0). При обозначениях § 31 (п. 3)

$$AL_0 = \frac{G h_{01} + (G - G'_{om}) h_{02} + (G - G'_{om} - G''_{om}) h_{03} + (G - G'_{om} - G''_{om} - G'''_{om}) h_{04}}{G},$$

где величины h_{01} , h_{02} , h_{03} , h_{04} указаны на фиг. 153 (формула относится к турбине с тремя отборами).

Производя преобразования, находим

$$AL_0 = h_{01} + \left(1 - \frac{G'_{om}}{G}\right) h_{02} + \left(1 - \frac{G'_{om} + G''_{om}}{G}\right) h_{03} + \left(1 - \frac{G'_{om} + G''_{om} + G'''_{om}}{G}\right) h_{04} \quad (123)$$

¹ Можно эффективную мощность выражать не в лошадиных силах, а в киловаттах и соответственно d_e в кг/квтч. Тогда в левой части последних уравнений надо ставить вместо 632 тепловой эквивалент киловатт-часа, т. е. 860 кал/квтч.

$$AL_0 = H_0 - a_1 (H_0 - h_{01}) - a_2 (H_0 - h_{01} - h_{02}) - a_3 (H_0 - h_{01} - h_{02} - h_{03}), \quad (124)$$

где

$$a_1 = \frac{G'_{om}}{G};$$

$$a_2 = \frac{G''_{om}}{G};$$

$$a_3 = \frac{G'''_{om}}{G}.$$

Таким образом для турбины, работающей по регенеративному циклу,

$$\eta_{oe} = \frac{632}{d_e [H_0 - a_1 (H_0 - h_{01}) - a_2 (H_0 - h_{01} - h_{02}) - a_3 (H_0 - h_{01} - h_{02} - h_{03})]}. \quad (125)$$

Если исследуется вся паросиловая установка в целом, то экономическим к. п. д. называется отношение полезной работы 1 кг пара на валу турбины к теплотворной способности топлива, затраченного на получение 1 кг пара; обозначая расход топлива на 1 л.с.ч. — b_p , а полезную теплотворность его — h_p'' кал/кг, определим экономический к. п. д.

$$\eta_{эк} = \frac{632}{b_p h_p''}. \quad (126)$$

Также

$$\eta_{эк} = \eta_e \eta_k, \quad (127)$$

где η_k — к. п. д. котельной.

Так как в большинстве случаев турбина работает на электрический генератор, имеющий к. п. д. η_g , то мощность турбогенератора в целом, выражаемая обычно в *квт*,

$$N_g = 0,736 \eta_g N_e, \quad (128)$$

$$N_e = 1,36 \frac{N_g}{\eta_g}. \quad (128a)$$

Обозначим расход пара на 1 *квт*ч мощности генератора

$$d_g = \frac{3600 G}{N_g} = 1,36 \frac{d_e}{\eta_g}. \quad (129)$$

Имея в виду, что тепловой эквивалент 1 *квт*ч равен 860 кал, можно написать следующие формулы, аналогичные (120) и (121):

$$860 = d_g \eta_g \eta_e (i_0 - i_2') = d_g \eta_g (i_0 - i_2'), \quad (130)$$

$$860 = d_g \eta_g \eta_{oe} (i_0 - i_{2t}) = d_g \eta_{oe} (i_0 - i_{2t}). \quad (131)$$

Коэффициент

$$\eta_e = \eta_o \eta_z \quad (132)$$

мы назовем электрическим к. п. д. турбогенератора, а

$$\eta_{oz} = \eta_{oe} \eta_z \quad (133)$$

относительно-электрическим к. п. д. турбогенератора.

Подобным же образом величину

$$\eta_{cm} = \eta_o \eta_k = \eta_{ok} \eta_z = \frac{860}{b_o h_p^N} \quad (134)$$

мы можем назвать к. п. д. паротурбогенераторной станции (b_o — расход топлива на 1 квтч).

Всю несколько громоздкую номенклатуру к. п. д. можно уложить в таблицу, разделив их на две группы: абсолютных и относительных. Коэффициенты первой группы показывают отношение использованного количества тепла к теплоте пара, приобретенной в котле ($i_o - i_g'$), второй группы — к располагаемому теплопадению ($i_o - i_{zt}$). Абсолютный к. п. д. лопаточного венца практического применения не имеет, а потому в таблицу не введен и выше не рассматривался.

Таблица 4

Основное наименование коэффициента	Обозначение	
	Абсолютный коэффициент	Относительный коэффициент
Термический	η_t	—
Лопаточного венца . .	—	η_{ol}
Внутренний	η_i	η_{oi}
Эффективный	η_o	η_{oe}
Электрический	η_e	η_{ez}

В таблицу не введены механический к. п. д. и к. п. д. установки, так как величины их исчисляются не по отношению к теплоте пара.

Формула (127) предусматривает включение в число механических потерь затрат энергии на конденсационные насосы, формулы (130) — (131) — потерю в зубчатой передаче (если таковая имеется между турбиной и генератором), формула (134) — включение обеих названных потерь.

Вышеприведенные формулы свидетельствуют, что конструкция турбины и качество ее выполнения непосредственно влияют, главным образом, на относительно-эффективный к. п. д. η_{oe} . Термический же к. п. д. η_t зависит исключительно от состояния пара при впуске и при выпуске из турбины. Так как электрический

генератор является обычно неотъемлемой частью агрегата, то наиболее рельефным показателем качества машины служит относительнo-электрический к. п. д. $\eta_{ог}$ турбогенератора.

Хотя величина термического к. п. д. η_t обуславливается исключительно состоянием пара, однако и эта цифра косвенно указывает на степень совершенства турбины: далеко не каждая турбина может работать паром высокого давления и высокой температуры; точно так же и вакуум в конденсаторе при одном и том же количестве и неизменной температуре холодной воды может изменяться в зависимости от конструкции конденсатора. Поэтому как термический к. п. д., так и производные от него абсолютные коэффициенты (эффективный, например) имеют существенное значение при суждении о качестве турбины.

Пример 1. Определить термический к. п. д. турбины, работающей паром $p_0 = 100 \text{ ага}$, $t_0 = 400^\circ \text{Ц}$, $p_2 = 0,04 \text{ ага}$.

Начальное теплосодержание пара $i_0 = 742 \text{ кал/кг}$

Теплосодержание в конце адиабатического расширения $i_{2t} = 447$

Теплосодержание воды при $0,04 \text{ ага}$ $i_q' = 29$

$$\eta_t = \frac{i_0 - i_{2t}}{i_0 - i_q'} = \frac{742 - 447}{742 - 29} = \frac{295}{713} \approx 0,41.$$

Пример 2. Турбина мощностью $N_e = 500 \text{ л. с.}$, при работе паром $p_0 = 12 \text{ ага}$, $t_0 = 300^\circ \text{Ц}$ с противодавлением $p_2 = 0,1 \text{ ага}$, расходует пара $D_e = 5 \text{ кг/л. с. ч.}$ Расход мощности на преодоление механических потерь составляет 10 л. с. , на трение диска и вентиляцию — 20 л. с. Определить: 1) внутреннюю мощность турбины, 2) мощность, развиваемую на лопаточном венце (пренебрегая потерей на утечку пара), 3) механический к. п. д., 4) относительный внутренний к. п. д., 5) коэффициент отдачи на ободе:

$$1) N_i = N_e + N_{\text{л.}} = 500 + 10 = 510 \text{ л. с.}$$

$$2) N_{\text{л.}} = N_i + N_{\text{тр.}} = 510 + 20 = 530 \text{ л. с.}$$

$$3) \eta_{\text{м.}} = \frac{N_e}{N_i} = \frac{500}{510} = 0,981.$$

4) Для определения коэффициента η_{oi} нужно найти сначала расход пара турбиной

$$G = \frac{d_e N_e}{3600} = \frac{5 \cdot 500}{3600} = 0,695 \text{ кг/сек}$$

и перепад тепла

$$i_0 - i_{2t} = 196 \text{ кал/кг.}$$

Внутренняя работа

$$L_i = \frac{75 N_i}{G} = \frac{75 \cdot 510}{0,695} = 55000 \text{ ккал/кг.}$$

Относительный внутренний к. п. д.

$$\eta_{oi} = \frac{AL_i}{i_0 - i_{2t}} = \frac{55\,000}{427 \cdot 196} = 0,657.$$

Или, иначе

$$\eta_{oi} = \frac{632}{d_i(i_0 - i_{2t})} = \frac{632 N_i}{3\,600 G(i_0 - i_{2t})} = \frac{632 \cdot 510}{3\,600 \cdot 0,695 \cdot 196} = 0,657.$$

Здесь d_i обозначает расход пара на одну внутреннюю лошадиную силу в час.

$$5) \eta_{o\lambda} = \frac{AL_\lambda}{i_0 - i_{2t}} = \frac{75 AN_\lambda}{G(i_0 - i_{2t})} = \frac{75 \cdot 530}{0,695 \cdot 196 \cdot 427} = 0,684.$$

Пример 3. Турбогенератор мощностью $N_g = 5\,000$ квт расходует $d_g = 5$ кг/квт. Состояние свежего пара: $p_0 = 25$ ата, $t_0 = 375^\circ \text{C}$. Давление в конденсаторе $p_2 = 0,05$ ата. Коэффициент полезного действия генератора $\eta_z = 0,95$. Механический к. п. д. $\eta_m = 0,98$. Определить: 1) относительно-эффективный к. п. д., 2) эффективный к. п. д., 3) электрический к. п. д., 4) внутреннюю мощность турбины.

1) По формуле (129) находим

$$d_s = \frac{d_g \eta_z}{1,36} = \frac{5 \cdot 0,95}{1,36} = 3,49 \text{ кг/л. с. ч.}$$

Адиабатический перепад тепла

$$i_0 - i_{2t} = 257 \text{ кал/кг.}$$

По формуле (121)

$$\eta_{oe} = \frac{632}{d_s(i_0 - i_{2t})} = \frac{632}{3,49 \cdot 257} = 0,707,$$

2) Так как

$$i_0 - i_2' = 761 - 32,5 = 728,5 \text{ кал/кг,}$$

то из уравнения (120)

$$\eta_e = \frac{632}{d_s(i_0 - i_2')} = \frac{632}{3,49 \cdot 728,5} = 0,248.$$

3) По уравнению (130)

$$\eta_g = \frac{860}{d_g(i_0 - i_2')} = \frac{860}{5 \cdot 728,5} = 0,236$$

(или $\eta_g = \eta_e \eta_z = 0,248 \cdot 0,95 = 0,236$).

4) Внутренняя мощность

$$N_i = \frac{N_g}{\eta_m} = \frac{1,36 N_g}{\eta_z \eta_m} = \frac{1,36 \cdot 5\,000}{0,95 \cdot 0,98} = 7\,300 \text{ л. с.}$$

Пример 4. Электростанция при средней нагрузке 30 000 квт, расходует в час 18 т каменного угля теплотворной способностью

$h_p^* = 7000 \text{ кал/кг}$. Коэффициент полезного действия котельной $\eta_k = 0,8$. Коэффициент полезного действия электрогенераторов $\eta_e = 0,94$. Определить к. п. д. станции и расход пара турбинами, если давление острого пара составляет 30 *ата*, температура 380° Ц, вакуум в конденсаторе 950 мм рт. ст.

1) Расход топлива

$$b_s = \frac{18000}{30000} = 0,6 \text{ кг/квт.ч.}$$

По формуле (134)

$$\eta_{ст} = \frac{860}{0,6 \cdot 7000} = 0,205.$$

Эффективный к. п. д. турбин

$$\eta_s = \frac{\eta_{ст}}{\eta_z \eta_k} = \frac{0,205}{0,94 \cdot 0,8} = 0,273.$$

Так как $i_0 = 761,5 \text{ кал/кг}$, $i_0' = 32,5 \text{ кал/кг}$ (по таблицам для давления в конденсаторе $p_2 = 0,05 \text{ ата}$), то по уравнению (120)

$$d_s = \frac{632}{0,273 (761,5 - 32,5)} = 3,18 \text{ кг/л. с. ч.,}$$

$$G = \frac{d_s}{3600} \cdot 1,36 \frac{N_s}{\eta_z} = \frac{3,18 \cdot 1,36 \cdot 30000}{3600 \cdot 0,94} = 38,4 \text{ кг/сек.}$$

Пример 5. Турбогенератор расходует 160 *т/час* пара давлением 30 *ата*, температурой 400° Ц при давлении в конденсаторе 0,04 *ата*. Определить мощность на клеммах генератора, если к. п. д. генератора $\eta_z = 0,96$, механический к. п. д. $\eta_m = 0,985$, относительно-внутренний к. п. д. $\eta_{от} = 0,85$.

Для определения удельного расхода по формуле (131) найдем предварительно

$$\eta_{от} = \eta_{от} \eta_m \eta_z = 0,85 \cdot 0,985 \cdot 0,96 = 0,804,$$

$$i_0 - i_{2t} = 773 - 499 = 274 \text{ кал/кг.}$$

Поэтому

$$d_s = \frac{860}{\eta_{от} (i_0 - i_{2t})} = \frac{860}{0,804 \cdot 274} = 3,9 \text{ кг/квт.ч.}$$

Так как полный расход пара машиной составляет 160 *т/час*, то искомая мощность

$$N_s = \frac{160000}{3,9} = 41000 \text{ квт.}$$

Понятие об электрической мощности турбогенератора или эффективной мощности турбины нуждается еще в дальнейшем уточнении.

Следует различать мощности: номинальную и экономическую.

По нашим нормам под номинальной мощностью турбогенератора понимается максимальная длительная мощность генератора при обусловленном $\cos \varphi$ (для большинства мощностей $\cos \varphi = 0,8$). Номинальной мощностью турбины в соответствии с этим называется ее эффективная мощность, необходимая для осуществления номинальной нагрузки генератора.

Хотя никаких перегрузок сверх номинальной мощности нормами не предусматривается, однако турбина рассчитывается обычно с некоторым запасом мощности, с тем чтобы номинальная мощность могла быть развита и при несколько ухудшенных параметрах. Поэтому обычно турбогенератор может быть перегружен и сверх номинальной мощности, но лишь кратковременно во избежание перегрева обмотки генератора.

Таким образом по отношению к генератору могут рассматриваться: максимальная длительная (номинальная) и кратковременная длительная мощности (последняя постольку, поскольку ее сможет развить турбина).

Для турбины оба этих понятия совпадают: максимальная мощность турбины соответствует крайнему положению муфты регулятора и полностью открытым клапанам; эта мощность может развиваться турбиной неограниченное время (при неизменном, конечно, состоянии пара — свежего и отработавшего).

Нормальной или экономической мощностью турбогенератора (турбины) называется мощность, при которой машина работает с наименьшим удельным расходом пара и, следовательно, с наибольшим к. п. д.

Так как в эксплуатационных условиях турбогенератор работает со средней нагрузкой, меньшей, чем номинальная, то экономическая мощность составляет известную долю номинальной. По нашим нормам экономическая мощность должна равняться 80% номинальной.

Тепловой расчет турбины и определение проходных сечений для пара (высот сопел и лопаток) производятся на экономическую нагрузку. Номинальная мощность осуществляется включением добавочного числа сопел в первой ступени (если она парциальна) или байпасированием пара (см. § 7 и 8). При этом тепловой расчет (поверочный) должен показать, в состоянии ли турбина развить требуемую мощность. Расчет на прочность должен производиться при номинальной мощности.

Из сказанного ясно, что номинальная мощность турбины является ее перегрузочной мощностью.

Отметим, что в заграничной практике существуют и другие соотношения между номинальной и экономической мощностями (часто, например, $N_{\text{э}}^{\text{н}} = 0,75 N_{\text{н}}^{\text{ном}}$). Раньше было принято понимать под номинальной мощностью экономическую, указывая одновременно максимальную мощность машины. Последнее обстоятельство нужно иметь в виду при заказе турбин за границей, а также при эксплуатации имеющихся старых машин.

Величина полезно отдаваемой мощности зависит от способа привода конденсационных насосов (полагая, что затраты на них не учитываются механическим к. п. д.). Если насосы имеют электрический привод, то „электрическая мощность турбогенератора нетто“ представляет собой разность мощности на клеммах и затраты энергии на насосы.

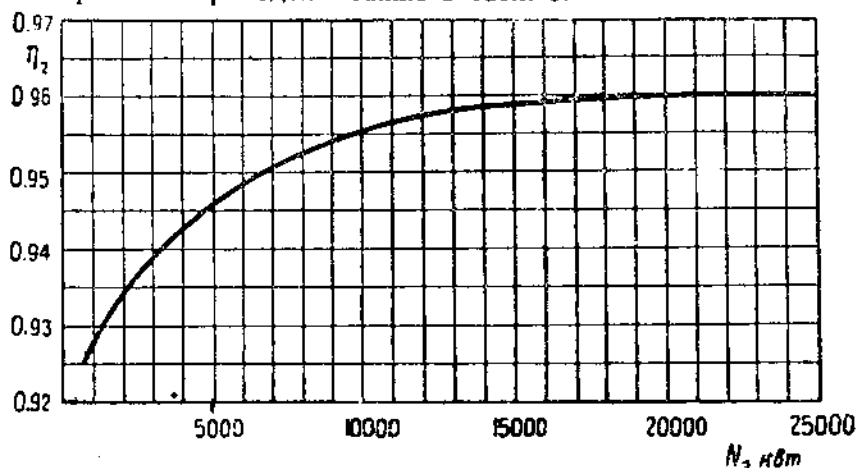
При наличии парового привода насосов понятия об электрических мощностях нетто и брутто совпадают.

В том случае, если насосы приводятся от вала турбины (бесподвальные турбины), эффективной мощностью турбины нетто называется мощность, отдаваемая генератору (разность между мощностью на валу турбины и расходом энергии на насосы).

§ 33. Практические данные о коэффициентах полезного действия и о расходе пара

1. Коэффициент полезного действия генератора ¹

На фиг. 157 представлена кривая к. п. д. генератора трехфазного тока, построенная по данным завода „Электросила“ в Ленинграде (при полной нагрузке и $\cos \varphi = 0,8$). Данные о генераторах „Электросила“ приведены также в табл. 5.



Фиг. 157. Коэффициент полезного действия генератора по данным завода „Электросила“ ($n = 3000$).

При пониженном числе оборотов ($1000 \div 1500$) к. п. д. генератора несколько выше, чем в этой таблице. Так как при небольших мощностях пониженные числа оборотов генератора встречаются при быстроходных турбинах с зубчатыми редукторами, можно считать произведение к. п. д. тихоходного генератора и редуктора равным к. п. д. генератора при $n = 3000$.

¹ Расход мощности на возбуждение и на охлаждение генератора относится к потерям в генераторе. В том случае, если возбуждение производится от постороннего источника или вентилятор представляет собою самостоятельный агрегат, соответствующие расходы энергии надо вычесть из мощности на клеммах генератора.

Таблица 5
Генераторы завода „Электросила“

Мощность при $\cos \varphi = 0,8$ квт	Коэффициент полезного действия при полной нагрузке	Тепловые потери генератора при полной нагрузке квт	Количество охлаждающего воздуха м ³ /сек	Нормальная температура горячего воздуха °Ц	Желательная температура холодного воздуха °Ц
750	0,926	55	2,5	50	30
1 000	0,928	75	3	55	30
1 500	0,933	100	4	55	30
2 500	0,937	160	5	60	30
4 000	0,944	220	7	60	30
6 000	0,949	300	11	60	30
12 000	0,957	500	18	60	30—35
24 000	0,960	960	28	60	30—35
50 000 ¹	0,975 ¹	1 300	44	60	30—35

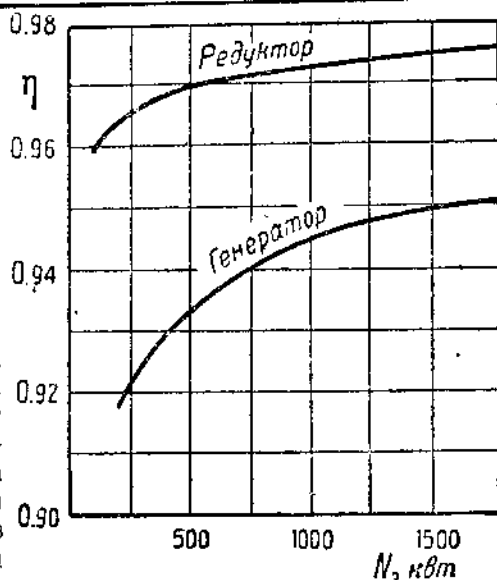
На фиг. 158 приведены соответствующие данные для тихоходных генераторов ($n = 1000 - 1500$) и зубчатых редукторов небольшой мощности.

2. Механический к. п. д. турбины

Для выбора механического к. п. д. турбины можно пользоваться кривыми на фиг. 159, заимствованными у Цитемана². Данные эти предусматривают лишь механические потери самой турбины (без расхода на конденсационные насосы). Для машин с числом оборотов $n = 3000$ служат значения между сплошными кривыми в вертикальном заштрихованном пространстве, для машин с $n = 1500$ — значения между сплошной и пунктирной линией (в области пунктирной штриховки). Для турбин мощностью свыше 25 000 л. с. механический к. п. д. можно принимать порядка 0,995.

3. Относительно-эффективный к. п. д.

Этот коэффициент лучше всего принимать по данным испытания турбин соответствующих типов.³) Для ориентировки в выборе

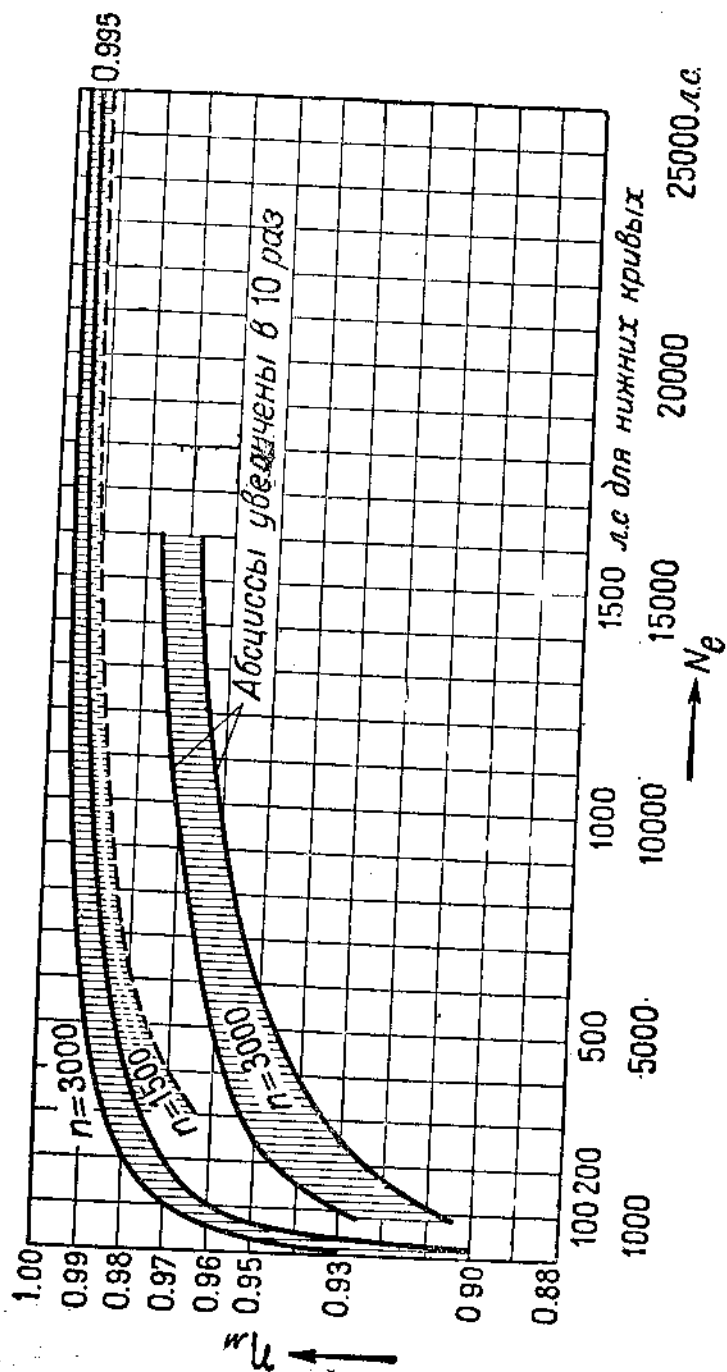


Фиг. 158. Коэффициент полезного действия тихоходных генераторов небольшой мощности и зубчатых редукторов.

¹ При $n = 1500$ и $\cos \varphi = 0,9$.

² Zietemann, Berechnung und Konstruktion der Dampfturbinen, Berlin, 1930. (имеется русский перевод).

³ Эти данные приведены в следующих отделах.

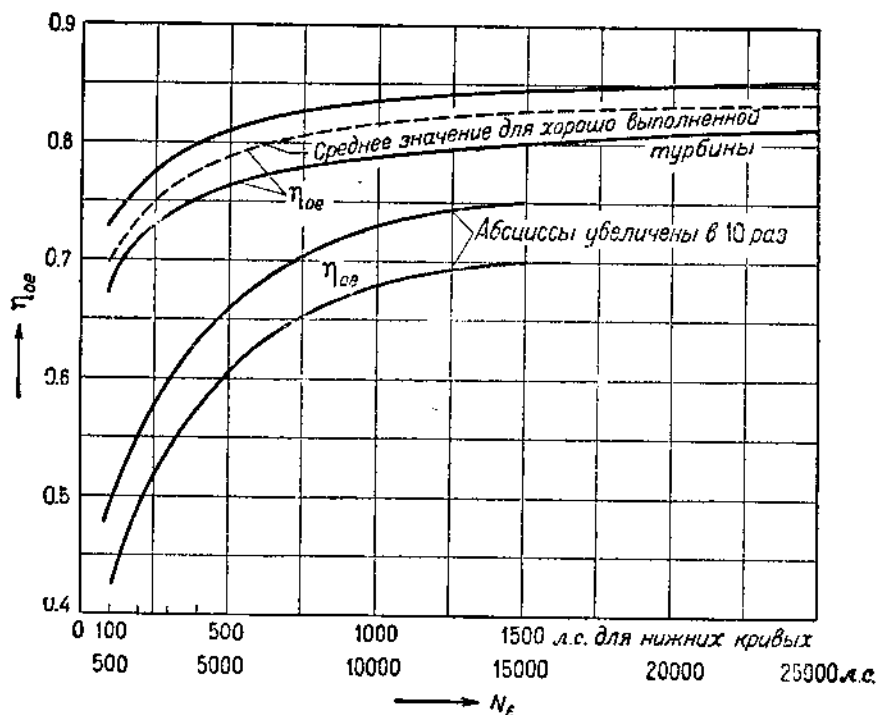


Фиг. 159. Механический к. п. д. турбины.

к. п. д. могут служить кривые, приведенные на фиг. 160 (по Цитеману). Нижняя кривая относится к хорошо исполненным турбинам „дешевого“ типа (с небольшим числом ступеней), верхняя — к многоступенчатым турбинам дорогого типа.

Относительно-эффективный к. п. д., учитывающий все потери в турбине, зависит в большой степени от следующих факторов.

1. *От мощности турбины.* С ее увеличением возрастает высота сопел и лопаток, что благоприятно влияет на соответствующие потери (см. § 17 и 21).



Фиг. 160. Относительный эффективный к. п. д.

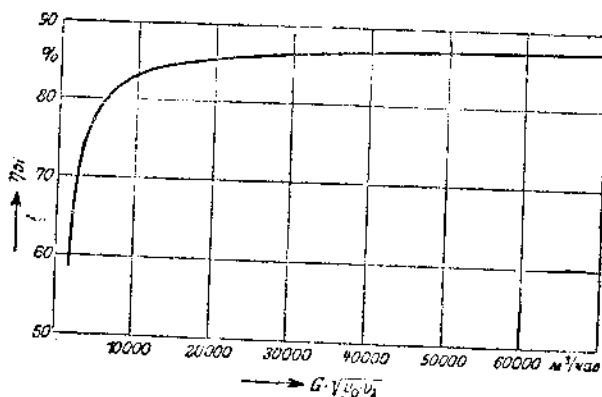
2. *От состояния пара при впуске и при выпуске.* Чем больше пропускаемый через турбину объем пара, тем больше опять-таки высота сопел и лопаток и тем значительнее к. п. д. Объем пара зависит от количества его (т. е. от мощности турбины) и от удельного объема. Поэтому при одинаковом расходе пара, как правило, турбина высокого давления и турбина с противодавлением имеют к. п. д. ниже, чем турбина низкого давления и турбина конденсационная. На фиг. 161 приведена зависимость относительно-внутреннего к. п. д. паровых турбин с противодавлением от пропускаемого через турбину среднего объема пара в $\text{м}^3/\text{час}$ по данным Крафта ¹.

¹ Е. А. Kraft. Die neuzeitliche Dampfturbine (имеется русский перевод).

Средний объем пара при этом вычислен как среднее геометрическое между объемами свежего и отработавшего пара.

С другой стороны, как видно из фиг. 162, с повышением начального давления пара возрастает доля перепада тепла, приходящаяся

на область влажного пара, и возрастает влажность отработавшего пара. Влияние влажности на к. п. д. пояснено в § 24, и, таким образом, можно прийти к заключению, что с повышением начального давления (при неизменной температуре) коэффициент η_{00} , как правило, падает даже при сохранении неизменным объема пропускаемого пара.

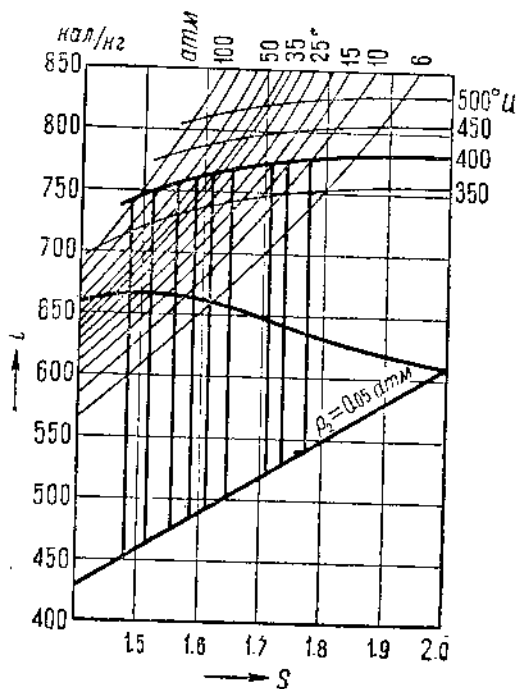


Фиг. 161. Относительно-внутренний к. п. д. турбин с противодавлением.

3. От числа ступеней турбины. С увеличением числа ступеней уменьшается перепад тепла в каждой из них, уменьшается, следовательно, скорость пара и увеличивается высота сопел и лопаток. Как последнее обстоятельство, так и уменьшение скорости пара благоприятно влияют на к. п. д.

4. В конденсационных турбинах — от глубины вакуума. При глубоких вакуумах отработавший пар имеет большой удельный объем и требует значительного проходного сечения последней ступени. Так как оно ограничено известными пределами, приходится допускать большую скорость пара, что влечет за собою появление значительной выходной потери.

В связи с тем, что все вышеуказанные факторы можно в известной степени оценить количественно, предложен ряд эмпириче-



Фиг. 162. ts -диаграмма водяного пара.

ских формул, дающих возможность определить коэффициент η_{oe} . Формулы эти составлены с учетом высказанных нами соображений и прокорректированы по данным испытаний ряда паровых турбин. Некоторые из этих формул мы приведем здесь.

Особой популярностью пользуются формулы Форнера¹, составленные им на основании анализа данных испытаний большого числа турбин.

Расход пара на эффективную лошадиную силу в час

$$d_e = 11 \left(\frac{0,27}{v} + \sqrt{v} \right) \left(1 + \frac{1,9}{p_0} \right) \left(1 - \frac{t_0}{905} \right) \left(1 - \frac{V}{145} \right) \left(1 + \frac{100}{N_e} \right) \quad (135)$$

Здесь обозначают:

p_0 — начальное давление пара в *атм*;

t_0 — начальную температуру пара в $^{\circ}\text{C}$;

V — вакуум в конденсаторе в процентах;

N_e — эффективную мощность турбины в л. с.

Что касается величины v , то она играет для многоступенчатых турбин ту же роль, что величина $\frac{u}{c_1}$ для одной ступени:

$$v = \frac{U}{C} = \frac{V \sqrt{\Sigma u^2}}{91,5 \sqrt{H_0}} \quad (136)$$

C — фиктивная скорость пара, соответствующая полному адиабатическому перепаду тепла в турбине H_0 .

$\Sigma u^2 = u_1^2 + u_2^2 + u_3^2 + \dots$ — сумма квадратов окружных скоростей всех ступеней турбины.

Легко видеть, что для одноступенчатой турбины $v = \frac{u}{c_1}$.

Так как число ступеней и диаметры дисков турбины при определении ее к. п. д. могут быть неизвестны, Форнер рекомендует в качестве ориентировочного значения принимать величину $\frac{0,27}{v} + \sqrt{v}$ равной 1,27. В этом случае формула (135) принимает вид:

$$d_e = 14 \left(1 + \frac{1,9}{p_0} \right) \left(1 - \frac{t_0}{905} \right) \left(1 - \frac{V}{145} \right) \left(1 + \frac{100}{N_e} \right) \quad (137)$$

Для относительно-эффективного к. п. д. Форнер дает формулу

$$\eta_{oe} = 0,941 \cdot \frac{\left(1 + \frac{\tau_0}{1650} \right) \left[1 - \frac{(V-90)^2}{12000} \right]}{\left(\frac{0,27}{v} + \sqrt{v} \right) \left(1 + \frac{100}{N_e} \right)} \quad (138)$$

τ_0 здесь обозначает степень перегрева свежего пара ($\tau_0 = t_0 - t_0'$, где t_0' — температура насыщенного пара того же давления).

¹ Z. d. V. d. I., 1922 г., стр. 955 и 1926 г., стр. 502.

Формулы (135) — (138) опробованы в пределах $p_0 = 9 + 19 \text{ атм}$, t_0 — до 350°Ц , $V = 90 + 98\%$, N_e — свыше 500 л. с.

Как видно из формулы (138), η_{00} возрастает с увеличением перегрева (меньшая влажность в последних ступенях), с ухудшением вакуума (уменьшается выходная потеря), с увеличением характеристики γ (числа ступеней), с увеличением мощности. Не отражено влияние начального давления пара, не учитывается в полной степени зависимость к. п. д. от объема протекающего пара. Область применения формул довольно узкая — в частности лишь для конденсационных турбин.

Вышеприведенные формулы относятся к полной нагрузке турбины; для частичной нагрузки N_x , равной βN_e , вводится коэффициент μ , выражающий отношение полного часового расхода пара при частичной нагрузке к таковому же при полной нагрузке:

$$\mu = \frac{D_x}{D_e} = \frac{N_x d_x}{N_e d_e} = \beta \frac{d_x}{d_e},$$

$$d_x = d_e \frac{\mu}{\beta}. \quad (139)$$

Коэффициенты μ и β по Форнеру связаны уравнениями:

1) для дроссельного регулирования:

$$\mu = \beta + 0,1 (1,1 - \beta)^2 - 0,001, \quad (140)$$

2) для соплового регулирования:

$$\mu = \beta + 0,1 (0,8 - \beta)^2 - 0,004. \quad (140a)$$

Для облегчения пользования этим уравнением в табл. 6 приведен ряд значений β и μ для часто встречающихся частичных мощностей турбины.

Для перегрузки формулы (140) применяться не могут.

Таблица 6
Цифровые значения коэффициентов β и μ в формулах (140).

$\beta = \frac{N_x}{N_e}$	0	0,25	0,50	0,75	1	
$\mu = \frac{D_x}{D_e}$	0,120	0,322	0,535	0,761	1	Дроссельное регулирование
	0,060	0,276	0,505	0,746	1	Сопловое регулирование
$\frac{d_x}{d_e} = \frac{\mu}{\beta}$	∞	1,250	1,070	1,015	1	Дроссельное регулирование
	∞	1,105	1,010	0,995	1	Сопловое регулирование

Пример. Определить расход пара для турбины мощностью $N_e = 5100$ л. с. при 3000 об/мин, если $p_0 = 13$ атм, $t_0 = 265^\circ \text{Ц}$, $V = 93\%$.

Турбина имеет две ступени на диске диаметром 1000 мм и четыре ступени на дисках диаметром 1350 мм.

Окружная скорость первых ступеней

$$u_1 = \frac{3,14 \cdot 1 \cdot 3000}{60} = 157 \text{ м/сек},$$

следующих четырех

$$u_2 = \frac{3,14 \cdot 1,35 \cdot 3000}{60} = 212 \text{ м/сек}.$$

Поэтому

$$\sum u^2 = 2 \cdot 157^2 + 4 \cdot 212^2 = 229\,000 \text{ м}^2/\text{сек}^2.$$

Так как определенный по h_s -диаграмме перепад тепла

$$H_0 = 200 \text{ кал/кг},$$

то по формуле (136)

$$v = \frac{\sqrt{229\,000}}{91,5 \sqrt{200}} = 0,37.$$

Поэтому по формуле (135)

$$d_s = 11 \left(\frac{0,27}{0,37} + \sqrt{0,37} \right) \left(1 + \frac{1,9}{13} \right) \left(1 - \frac{265}{905} \right) \left(1 - \frac{93}{145} \right) \left(1 + \frac{100}{5100} \right).$$

$$d_s = 11 \cdot 1,338 \cdot 1,146 \cdot 0,707 \cdot 0,36 \cdot 1,02 = 4,38 \text{ кг/л. с. ч.}$$

Заметим, что при испытании этой турбины получился

$$d_s = 4,39 \text{ кг/л. с. ч.}$$

При половинной нагрузке турбины расход пара по формуле (139) должен быть

$$d_x = d_s \frac{\mu}{\beta},$$

где для соплового регулирования из табл. 6 принято

$$\frac{\mu}{\beta} = 1,01.$$

Поэтому

$$d_x = 1,01 \cdot 4,38 = 4,42 \text{ кг/л. с. ч.}$$

Относительно-эффективный к. п. д. этой турбины может быть определен, конечно, по формуле (121):

$$\eta_{\text{св}} = \frac{632}{d_s (t_0 - t_{21})} = \frac{632}{4,38 \cdot 200} = 0,724.$$

По формуле же (138)

$$\eta_{os} = 0,941 \frac{\left(1 + \frac{74}{1650}\right) \left[1 - \frac{(93 - 90)^2}{12000}\right]}{\left(\frac{0,27}{0,37} + \sqrt{0,37}\right) \left(1 + \frac{100}{5100}\right)} = \frac{0,941 \cdot 1,045 \cdot 0,998}{1,338 \cdot 1,02} = 0,721.$$

Совпадение получилось достаточно удовлетворительное, особенно имея в виду то обстоятельство, что при испытании рассматриваемой турбины получился $\eta_{os} = 0,722$.

Для турбин с противодавлением формулы такой же примерно структуры, как и вышеприведенные, предложены Грубером¹:

$$\eta_e = 14,55 \frac{(8,1 + \sqrt{\Sigma d^2}) \left(4,2 + \frac{p_2}{p_0}\right)}{\left(1 + 0,6 \sqrt{\frac{3000}{n}}\right) \left(1 + 0,1 \sqrt{\frac{1360}{N_e}}\right) \left(70 + \frac{t_0}{100}\right) \left(6,6 + \frac{p_0}{100}\right)}, \quad (141a)$$

$$d_s = 134 \frac{\left(1 + 0,6 \sqrt{\frac{3000}{n}}\right) \left(1 + 0,1 \sqrt{\frac{1360}{N_e}}\right) \left(0,21 + \frac{p_2}{p_0}\right) \left(6,6 + \frac{p_0}{100}\right)}{(8,1 + \sqrt{\Sigma d^2}) \left(3,2 + \frac{t_0}{100}\right)}. \quad (142)$$

Здесь обозначают:

Σd^2 — характеристику турбины — сумму квадратов диаметров всех ступеней (d в m);

p_0, t_0 — начальные параметры пара;

p_2 — противодавление;

n — число оборотов турбины;

N_e — мощность на валу в л. с.

d_s — расход пара в кг/л. с. ч.

Коэффициент полезного действия возрастает: с увеличением характеристики Σd^2 (числа ступеней), с увеличением отношения давлений $\frac{p_2}{p_0}$ (уменьшением теплового переспада), с увеличением числа оборотов (что вызывает снижение диаметра дисков и увеличение высоты лопаток), с увеличением мощности турбины, с уменьшением начальной температуры (неправильное предположение), с уменьшением начального давления пара.

Формулы рекомендуются для турбин со ступенями давления при отношении $\frac{N_e}{p_0} > 70$.

Для случая, когда число и диаметры ступеней неизвестны, Грубер упрощает вышеприведенные формулы, сужая их область применения только для хороших („дорогого типа“) многоступенчатых турбин с противодавлением:

¹ „Die Wärme“ № 41, 1931, стр. 751.

$$\eta_{os} = \frac{427}{\left(1 + 0,1 \sqrt{\frac{1360}{N_s}}\right) \left(70 + \frac{t_0}{100}\right) \left(6,6 + \frac{p_0}{100}\right)}, \quad (145)$$

$$d_s = 21 \left(1 + 0,1 \sqrt{\frac{1360}{N_s}}\right) \frac{\left(0,18 + \frac{p_2}{p_0}\right) \left(6,6 + \frac{p_0}{100}\right)}{3,2 + \frac{t_0}{100}}. \quad (143a)$$

Новейшие формулы Форнера¹

Эти формулы имеют более универсальный характер, чем предыдущие, и довольно правильно учитывают разнообразные факторы, влияющие на к. п. д. турбины.

Относительно-эффективный к. п. д. Форнер изображает произведением ряда коэффициентов, каждый из которых отражает влияние того или иного фактора:

$$\eta_{os} = \eta_v \eta_x \eta_v \eta_N \eta_a \eta_m. \quad (144)$$

Первый из этих коэффициентов η_v учитывает конструктивную характеристику турбины

$$\eta_v = \frac{\sqrt{\Sigma u^2}}{91,5 \sqrt{H_0}}$$

(см. стр. 185), а именно:

$$\eta_v = \frac{v^2 \left[\sqrt{1 + \frac{0,3352 [1,058 + 0,3 (0,65 - v)^2]}{v^2}} - 1,043 \right]}{0,133}. \quad (145)$$

Коэффициент η_x учитывает влажность пара в последних ступенях турбины:

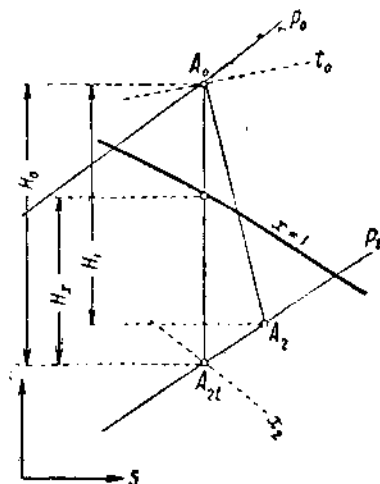
$$\eta_x = 1 - \frac{1 - x_2}{2} \frac{H_x}{H_0}. \quad (146)$$

x_2 — степень сухости в конце адиабатического расширения (в точке A_{2t} на фиг. 163).

H_x — величина адиабатического перепада тепла в области влажного пара (фиг. 163).

Коэффициентом η_v характеризуется средний объем пара V_m , пропускаемого через турбину:

$$\eta_v = \frac{V_m}{V_m + 0,1}, \quad (147)$$



Фиг. 163. Процесс турбины на ts -диаграмме.

¹ Z. d. V. d. I. № 5, 1932 г., стр. 100.

где

$$V_m = \sqrt{V_0 V_2} = \frac{d_e N_e}{3600} \sqrt{v_0 v_2}. \quad (148)$$

В последней формуле V_0 и V_2 изображают начальный и конечный объемы пара в $\text{м}^3/\text{сек}$, v_0 и v_2 — соответствующие удельные объемы.

Для определения V_m необходимо знать искомым к. п. д. турбины, так как лишь при его помощи можно определить расход пара d_e и удельный объем v_2 (в точке A_2 на фиг. 163). Для решения задачи приходится рекомендовать метод последовательных приближений: задавшись η_{0e} , находят $d_e = \frac{632}{\eta_{0e} H_0}$; точку A_2 определяют, отложив на is -диаграмме отрезок $H_1 = \eta_{0e} H_0$; в том случае, если к. п. д. турбины, вычисленный по формуле (144), будет значительно отличаться от принятой величины, придется сделать пересчет.

Мощность турбины учитывается коэффициентом η_N :

$$\eta_N = \frac{N_e}{N_e + 100}. \quad (149)$$

Коэффициент η_a учитывает выходную потерю.

В том случае, если известны диаметры диска и высота лопатки последней ступени, коэффициент η_a может быть вычислен по формуле:

$$\eta_a = 1 - \frac{c_2^2}{8380 H_0}, \quad (150)$$

где

$$c_2 = \frac{G v_2}{\pi d l_1}. \quad (151)$$

В свою очередь

$G = \frac{d_e N_e}{3600}$ — расход пара турбиной в $\text{кг}/\text{сек}$;

v_2 — удельный объем пара в точке A_2 на фиг. 163;

d — диаметр диска в м ;

l_1 — высота лопатки в м .

В том случае, если поток пара при выходе из турбины разветвляется, в формулу (151) подставляется соответствующая доля G . Ориентировочно можно принять

$\eta_a = 0,99 \div 0,97$ для конденсационных турбин,

$\eta_a = 1 \div 0,995$ для турбин с противодавлением.

В обоих случаях меньшие значения соответствуют большей мощности.

Наконец, коэффициент η_m представляет собою предельный, фактически недостижимый к. п. д. турбины, который получился бы при $\eta_x = \eta_v = \eta_N = \eta_a = 1$.

По Форнеру

$\eta_m = 0,9 \pm 1\%$ для конденсационных турбин

$\eta_m = 0,888 \pm 2,25\%$ для турбин с противодавлением.

Вышеприведенные формулы рекомендуются для вычисления к. п. д. турбин, характеризующихся следующими данными:

$$p_0 = 10 \div 33 \text{ атм};$$

$$t_0 = 230 \div 400^\circ \text{Ц};$$

$$p_2 = 0,02 \div 0,1 \text{ атм для конденсационных турбин};$$

$$p_2 = 1,5 \div 6,5 \text{ атм для турбин с противодавлением};$$

$$v = 0,4 \div 0,6;$$

$$N_e > 110 p_0 \text{ для конденсационных турбин};$$

$$N_e > 80 p_0 \text{ для турбин с противодавлением};$$

$$\frac{H}{H_0} < 0,85.$$

При недогрузке к. п. д. может быть вычислен по тем же формулам с подстановкой в них пониженной мощности и пониженного объема пропускаемого пара. Найденный по этому к. п. д. расход пара следует, однако, увеличить, так как при недогрузке к. п. д. ухудшается. Форнер рекомендует к расходу пара d_e добавлять выраженную в процентах прибавку

$$\Delta d = \delta \frac{1 - \beta}{\beta}, \quad (152)$$

где учитывающий нагрузку коэффициент β имеет то же значение, что и на стр. 186, а коэффициент δ для конденсационных турбин принимается:

$$\delta = 3 \div 6\% \text{ при сопловом регулировании};$$

$$\delta = 6 \div 9\% \text{ при дроссельном регулировании}.$$

Для турбин с противодавлением коэффициент δ значительно больше, возрастая с уменьшением теплового перепада.

Пример. Определить к. п. д. турбины 5100 л. с., параметры которой указаны в примере расчета на стр. 187.

Так как величина v этой турбины составляет 0,37, то коэффициент

$$\eta_v = \frac{0,37^2 \left[\sqrt{1 + \frac{0,3352 [1,058 + 0,3 (0,65 - 0,37)^2]}{0,37^2}} - 1,043 \right]}{0,133} = 0,892.$$

При перепаде тепла $H_0 = 200 \text{ кал/кг}$ на область влажного пара приходится

$$H_x = 146 \text{ кал/кг},$$

причем степень сухости пара в конце адиабатического расширения

$$x_2 = 0,82.$$

Поэтому коэффициент

$$\eta_x = 1 - \frac{1 - 0,82}{2} \cdot \frac{146}{200} = 0,934.$$

Приняв расход пара d_e по данным примера на стр. 187 ($d_e = 4,38 \text{ кг/л. с. ч.}$), искомый к. п. д. $\eta_{ог} = 0,724$, механический к. п. д.

$\eta_{\text{в}} = 0,985$ (по фиг. 159), найдем относительно-внутренний к. п. д.

$$\eta_{\text{от}} = \frac{0,724}{0,985} = 0,735$$

и использованный перепад тепла

$$H_1 = 0,735 \cdot 200 = 147 \text{ кал/кг.}$$

Начальный удельный объем пара

$$v_0 = 0,185 \text{ м}^3/\text{кг.}$$

конечный (в точке A_2 на фиг. 163)

$$v_2 = 18,5 \text{ м}^3/\text{кг.}$$

По формуле (148)

$$V_m = 6,21 \sqrt{0,185 \cdot 18,5} = 11,5 \text{ м}^3/\text{сек.}$$

где

$$G = \frac{d_e N_e}{3600} = \frac{4,38 \cdot 5100}{3600} = 6,21 \text{ кг/сек.}$$

Коэффициент

$$\eta_V = \frac{11,5}{11,5 + 0,1} = 0,99.$$

Коэффициент

$$\eta_N = \frac{5100}{5100 + 100} = 0,98.$$

Для вычисления коэффициента η_a будем считать известной высоту лопатки последней ступени

$$l_1 = 200 \text{ мм.}$$

В таком случае по формуле (151)

$$c_2 = \frac{6,21 \cdot 18,5}{3,14 \cdot 1,35 \cdot 0,2} = 135 \text{ м/сек.}$$

Коэффициент η_a по формуле (150)

$$\eta_a = 1 - \frac{135^2}{8380 \cdot 200} = 0,99.$$

Выбирая, наконец, коэффициент

$$\eta_m = 0,9,$$

находим

$$\eta_{\text{ое}} = 0,892 \cdot 0,934 \cdot 0,99 \cdot 0,98 \cdot 0,99 \cdot 0,9 = 0,72,$$

что хорошо совпадает с данными испытания турбины и с расчетом на стр. 188.

На фиг. 164 и 165 (см. в конце книги) даны номограммы, облегчающие вычисление относительно-эффективного к. п. д. по формулам (144) — (150) ¹.

¹ Arch. f. Warmewirtschaft № 7, 1933 г. (Arbeitsblätter 31 и 32).

Пользование номограммами поясним на примере.

Пусть заданы: $N_e = 5000$ кВт (в отличие от принятых нами обозначений мощность на муфте дана в кВт);

$$\begin{aligned} p_0 &= 16 \text{ ата}, \quad t_0 = 350^\circ \text{Ц}, \quad p_2 = 0,06 \text{ ата}, \\ H_0 &= 230 \text{ кал/кг}, \\ H_x &= 125 \end{aligned}$$

Выходное сечение последнего ряда лопаток

$$f_{2a} = \frac{Gv_2}{c_2} = 0,63 \text{ м}^2,$$

$$G = 6,8 \text{ кг/сек},$$

$$v_2 = 20,3 \text{ м}^3/\text{кг},$$

$$x_2 = 84,5\%,$$

$$\Sigma u^2 = 350000 \text{ м}^2/\text{сек}^2,$$

$$V_m = 12,5 \text{ м}^3/\text{сек}.$$

На фиг. 164 по величинам H_0 , f_{2a} , G и v_2 находим коэффициент $\eta_a = 97,5\%$. На той же фигуре по H_0 , H_x и x_2 находим $\eta_x = 95,8\%$, при помощи H_0 и Σu^2 — коэффициент $\eta_v = 93,4\%$.

На фиг. 165 читается окончательный результат. Коэффициент η_m выбирается в пределах, указанных на номограмме (принято 90%), далее по мощности N_e , среднему пропуску пара V_m и ранее найденным коэффициентам η_v , η_a , η_x определяется искомый к. п. д.

$$\eta_{oe} = 76,7\%.$$

Отметим, что при построении номограммы вместо формулы (149) принята следующая зависимость:

$$\eta_N = \frac{N_e}{N_e + 75}$$

(в связи с тем, что N_e выражена в кВт).

4. Эффективный к. п. д.

Этот коэффициент равен произведению термического, относительно-внутреннего и механического к. п. д. Приведем некоторые цифровые данные, характеризующие работу турбинной установки в целом.

Для средних условий хорошо выполненной установки можно положить:

$$\eta_t = 0,4 \text{ (при } p_0 = 30 \text{ ата, } t_0 = 400^\circ, \text{ регенеративный цикл),}$$

$$\eta_{oi} = 0,82,$$

$$\eta_m = 0,99.$$

Следовательно,

$$\eta_e = 0,4 \cdot 0,82 \cdot 0,9 = 0,295.$$

Если учесть затрату энергии на конденсационные насосы (около 2%), то к. п. д. всей установки

$$\eta_e' = 0,98 \eta_e = 0,29.$$

В исключительно благоприятных условиях можно положить:

$\eta_e = 0,5$ ($p_0 = 200 \text{ атм}$, $t_0 = 500^\circ$, $p_2 = 0,04 \text{ атм}$, регенеративный процесс, промежуточный перегрев),

$\eta_{os} = 0,87$,

$\eta_m = 0,995$,

$$\eta_e = 0,5 \cdot 0,85 \cdot 0,995 = 0,432,$$

или с учетом затраты энергии на насосы

$$\eta_e' \approx 0,42.$$

Эта цифра является почти предельной, которую можно ожидать от паровой турбины.

§ 34. Термодинамические основы выбора начального давления и температуры пара

В предыдущих параграфах показано, что термический к. п. д. для любого из идеальных циклов возрастает с повышением начального давления и начальной температуры.

Для правильного выбора этих параметров с термодинамической точки зрения, т. е. с точки зрения наименьшего расхода тепла на единицу мощности, следует оценивать, однако, не термический, а экономический к. п. д. $\eta_{эк}$ всей установки. Как известно

$$\eta_{эк} = \eta_k \eta_e \eta_{os} = \eta_k \eta_e.$$

На основании данных испытаний построенных котлов высокого давления можно считать, что их к. п. д. η_k от давления и температуры пара не зависит. В таком случае вопрос сводится к изучению зависимости относительно-эффективного к. п. д. турбины η_{os} от начальных параметров.

Повышение начальной температуры пара является выгодным для относительно-эффективного к. п. д., так как при этом уменьшается влажность пара в последних ступенях турбины и увеличивается начальный удельный объем пара, что благоприятно сказывается на высотах сопел и лопаток.

Поэтому повышение начальной температуры пара является выгодным до любого предела, устанавливаемого свойствами применяемых материалов, в частности — их прочностью. С этой точки зрения в настоящее время предельными температурами считаются $450 - 500^\circ \text{Ц}$, а многие фирмы из соображений надежности не идут далее 400° . Нашими стандартами для большинства установок предусмотрены начальные температуры 400 и 450° , причем котлы и турбины на последнюю цифру находятся лишь в стадии проектирования.

Отметим, что на станции „Детройт-Эдисон и К°“ в Америке работает турбина с начальной температурой 540°Ц (в котле 555°) при давлении 28 атм . Эту установку надо рассматривать как опытную.

С повышением начального давления пара относительно-эффективный к. п. д., как правило, падает, что указывалось и раньше и нашло, в частности, отражение в формулах Форнера (§ 33).

Падение коэффициента η_{os} с увеличением начального давления пара объясняется:

1) уменьшением удельного объема пара во всех ступенях турбины, особенно значительным — в первых, что сказывается на уменьшении высот сопел и лопаток и увеличении потерь в них;

2) увеличением влажности пара в последних ступенях турбины;

3) увеличением потерь на утечку пара благодаря большей разности давлений, а также на трение дисков в паре и на вентиляцию вследствие возросшего удельного веса пара во всех ступенях.

Влияние этих факторов на к. п. д. турбины зависит от ее мощности, начальных и конечных параметров пара, конструктивных особенностей турбины.

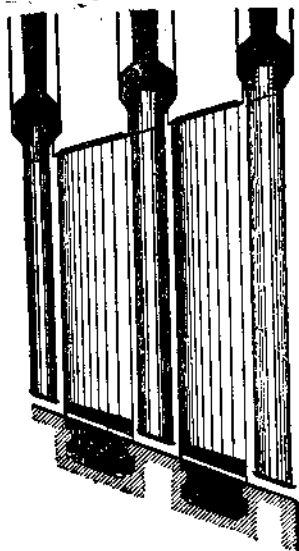
Так, например, из фиг. 161 следует, что при больших пропусках пара через турбину (свыше 40 000—50 000 м³/час) к. п. д. ее почти не зависит от объема пропускаемого пара, т. е. и от начального удельного объема. В турбинах большой мощности даже при высоких начальных давлениях получают достаточно длинные лопатки, так что высота их на к. п. д. влияния не оказывает (фиг. 89).

Точно так же в турбинах большой мощности влияние потери на пропуски, трение дисков и вентиляцию настолько невелико, что их зависимостью от начального давления пара можно пренебречь.

В турбинах малой мощности влияние как этих потерь, так и удельного объема пара весьма значительно, и относительно-эффективный к. п. д. с повышением начального давления резко падает.

С точки зрения влажности пара существенное значение имеет цикл, по которому работает турбина. Для цикла с промежуточным перегревом, естественно, вопрос о влажности пара в последних ступенях отпадает. Не приходится также считаться с этим фактором в турбинах с противодавлением, обычно не заходящих в область глубоких влажностей даже при очень высоких начальных давлениях.

Почти все заводы применяют конструкции, способствующие механическому отделению влаги от пара в последних ступенях. На фиг. 166 и 167 изображены соответствующие конструкции фирмы Броун-Бовери. Обе конструкции, как и все другие им подобные, основаны на принципе отбрасывания частиц воды центробежной силой к периферии лопаточных венцов. В первой из представленных конструкций отброшенная вода стекает в конденсатор по каналам в основании направляющих лопаток, во второй — вода отбрасывается в кольцевую щель между корпусом и специальным



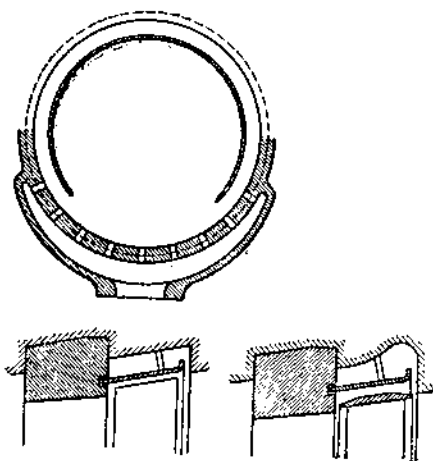
Фиг. 166. Отвод воды из влажного пара по системе Броун-Бовери.

защитным листом, откуда вода стекает через отверстие в нижней части корпуса.

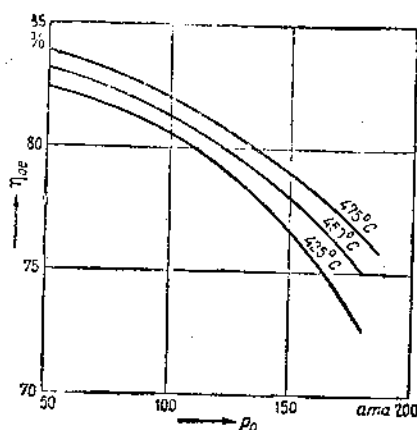
Осушению пара способствует также отделение воды в ресиверах многоцилиндровых турбин, а также отбор пара для регенерации и иных целей: в этом случае через патрубки отбора, расположенные внизу турбины, частично отводится и вода.

Следует отметить, впрочем, что все способы механического отделения влаги далеки от совершенства и единственно надежным способом пароосушения является пока промежуточный перегрев.

Из вышесказанного ясно, что применение пара высокого давления в турбинах большой мощности с промежуточным перегревом



Фиг. 167. Отвод воды из влажного пара по системе Броун-Бовери.



Фиг. 168. Изменение к. п. д. в функции p_0 по данным ББЦ. Расход пара турбиной: 1 т/час, на 1 ат давления.

влечет гораздо меньшее снижение коэффициента η_{0e} , чем в турбинах малой мощности, в которых к тому же и промежуточный перегрев по экономическим соображениям применять невыгодно.

На фиг. 168 показано изменение относительно-эффективного к. п. д. по данным Броун-Бовери. Для того чтобы устранить влияние удельного объема пара, кривые построены в предположении, что с повышением давления увеличивается и расход пара; величина последнего принята 1 т/час на 1 ат начального давления, т. е. $D = p_0$, где D — расход пара в т/час; к. п. д. падает тем круче, чем ниже температура пара.

Фиг. 169 изображает изменение относительно-эффективного к. п. д. в функции начального давления для различных мощностей турбин¹. Чем выше мощность, тем с более высокого давления начинается падение к. п. д.

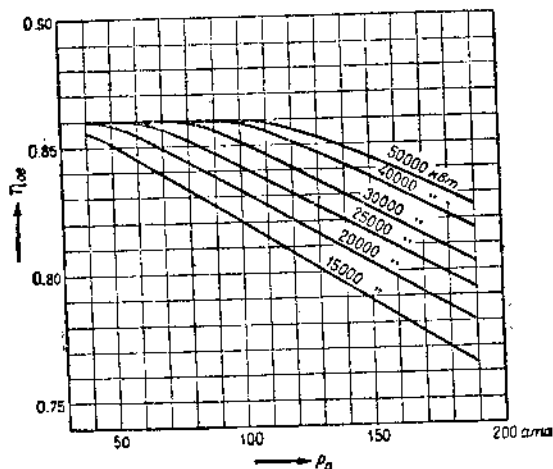
Для выбора начального давления пара необходимо построить

¹ Доклад инж. Фелкса и Ноака на Второй мировой энергетической конференции, Gesamtbericht zweite Weltkraftkonferenz, Band V, стр. 84.

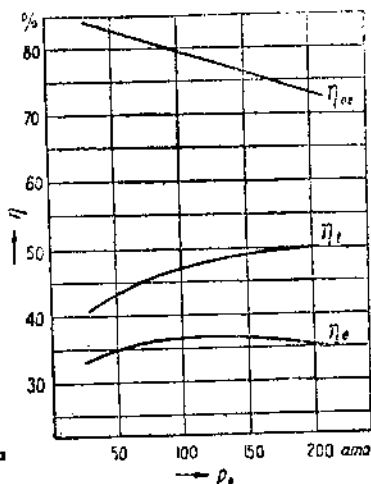
кривую эффективного к. п. д. $\eta_e = \eta_a \eta_{oe}$. Такое построение выполнено на фиг. 170 (по данным фирмы Эрликон) ¹.

Термический к. п. д. на этой фигуре вычислен для начальной температуры 450° (без промежуточного перегрева) при регенеративном подогреве питательной воды (отбор в трех точках). Давление в конденсаторе принято $0,04 \text{ атм}$, мощность — около $12\,000 \text{ квт}$. Изменение к. п. д. η_{oe} изображено прямой линией, кривая η имеет максимум при давлении около 125 атм . Экономически наилучшее давление должно лежать несколько ниже, вероятно около 65 атм .

Для турбин больших мощностей термически наилучшее давление пара (без промежуточного перегрева) может достигать 150 атм и выше; однако для окончательного решения вопроса надо принять во внимание еще износ лопаток влажным паром.



Фиг. 169. Зависимость относительно-эффективного к. п. д. от начального давления и мощности ($t_0 = 450^\circ$, $p_2 = 0,04 \text{ атм}$).



Фиг. 170. Выбор термически наилучшего давления свежего пара.

Считают, что влажность пара при высококачественном лопаточном материале не должна превосходить 12% . Если исходить из этой цифры для конечного состояния пара в турбине, то при $\eta_{oe} = 0,83$ и давлении $p_2 = 0,04 \text{ атм}$ начальное давление не должно превосходить (в круглых цифрах):

30	атм	при	$t_0 = 400^\circ \text{ Ц}$
35	"	"	" $= 425^\circ \text{ Ц}$
45	"	"	" $= 450^\circ \text{ Ц}$
55	"	"	" $= 475^\circ \text{ Ц}$
65	"	"	" $= 500^\circ \text{ Ц}$

Нашими стандартами предусмотрено давление 29 атм при 400° и 55 атм при 450° .

В установках без промежуточного перегрева начальное давление лимитируется, таким образом, влажностью пара в последних

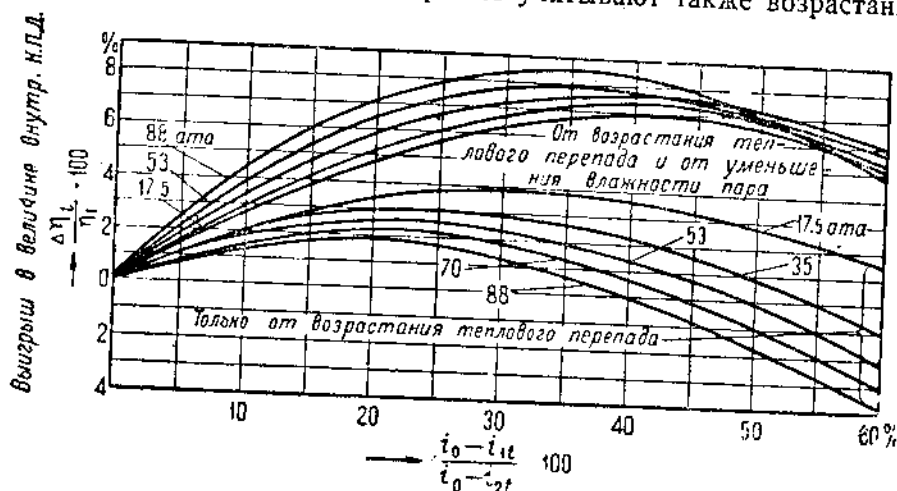
¹ Bulletin Oerlicon, № 79/80 за 1928 г., стр. 329.

ступенях турбины, хотя, конечно, для турбин малых мощностей экономически наиболее выгодное давление пара может лежать ниже вышеприведенных цифр.

В случае применения промежуточного перегрева пара снижение к. п. д. от влажности пара не имеет места и представляется возможным идти на более высокие начальные давления.

Выигрыш в величине внутреннего к. п. д. η_i ($\eta_i = \eta_{i1} \eta_{i2}$) от применения промежуточного перегрева представлен на фиг. 171¹.

Нижний пучок кривых указывает на процентное увеличение внутреннего к. п. д., зависящее от возрастания термического к. п. д. (см. стр. 163—164). Верхние кривые учитывают также возрастание



Фиг. 171. Выгодность промежуточного перегрева пара.

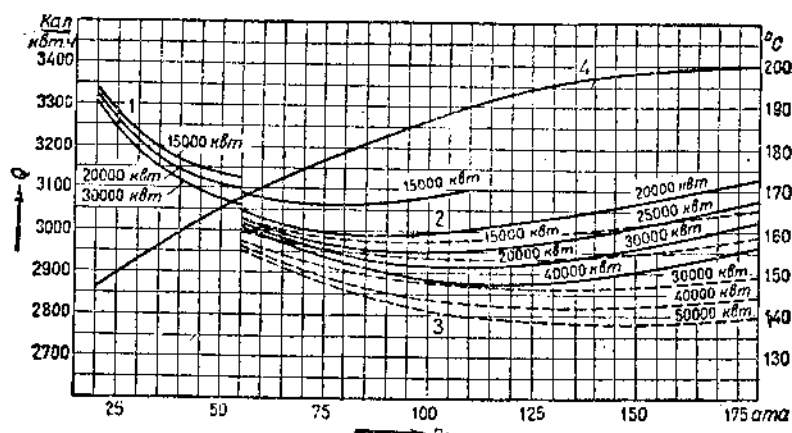
относительного к. п. д. вследствие уменьшения влажности пара. По оси абсцисс отложено процентное отношение адиабатического перепада тепла в части высокого давления турбины ко всему располагаемому перепаду ($\frac{i_0 - i_{1t}}{i_0 - i_{2t}}$ на фиг. 148). Построение произведено для температуры свежего пара и равной ей температуре промежуточного перегрева — 400° , противодействия $0,035 \text{ атм}$ и различных давлений свежего пара ($17,5 - 88 \text{ атм}$).

Из графика следует, что теоретический выигрыш от промежуточного перегрева тем больше, чем ниже давление свежего пара; в действительности же внутренний к. п. д. возрастает тем больше, чем выше начальное давление; впрочем это положение справедливо лишь для отношений $\frac{i_0 - i_{1t}}{i_0 - i_{2t}} < 0,4 - 0,6$, т. е. при небольших перепадах тепла в части высокого давления (что обычно и встречается в действительности)².

¹ Kraft, Die neuzeitliche Dampfturbine. Имеется русский перевод.

² Фирма ББЦ рекомендует производить промежуточный перегрев после отдачи в части высокого давления 30% располагаемого теплопада.

Данные суммирующего характера по расходу тепла различными турбинными установками в функции начального давления пара представлены на фиг. 172. Кривые на этой фигуре построены



Фиг. 172. Расход тепла паросиловой установкой (с учетом всех потерь от котла до генератора включительно) в зависимости от начального давления пара ($t_0 = 475^\circ$, $p_2 = 0,04$ атм).

- 1 — Трехцилиндровые турбины без промежуточного перегрева.
- 2 — 4-цилиндровые турбины без промежуточного перегрева.
- 3 — 4-цилиндровые турбины с промежуточным перегревом.
- 4 — температура питательной воды (при регенеративном подогреве).

по расчетам проектного характера фирмы Броун-Бовери. Коэффициент полезного действия котельной при этих вычислениях принят 84%.

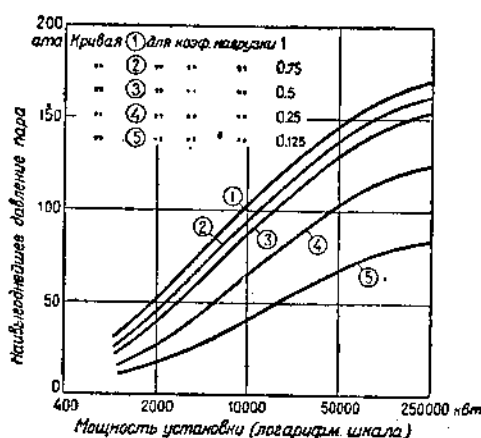
Из графиков ясно видно, что:

1) выгодность высокого давления повышается с увеличением мощности установки;

2) промежуточный перегрев пара дает возможность применять более высокие давления пара;

3) повышение давления свыше 120 ат в конденсационных установках средней и большой мощности с промежуточным перегревом пара существенной экономии не дает.

Хотя в нашу задачу не входит подробное рассмотрение факторов, влияющих на выбор экономически наиболее выгодного давления пара, отметим, что это последнее может существенно отличаться от термически наиболее выгодного давления. На фиг. 173 представлены



Фиг. 173. Экономически наиболее выгодное давление пара в зависимости от мощности установки и коэффициента нагрузки станции.

кривые для выбора начального давления пара, построенные фирмой Эшер-Висс¹ для одного частного случая (стоимость топлива 4 пфеннига за 10000 кал). Кривые рельефно оттеняют повышение наивыгоднейшего давления с увеличением мощности установки и увеличением коэффициента нагрузки станции. Само собой разумеется, что наивыгоднейшее давление повышается также с увеличением стоимости топлива.

Экономические и эксплуатационные соображения надо учитывать также при решении вопроса о введении промежуточного перегрева. Помимо усложнения и удорожания установки здесь необходимо считаться с тем, что масса пара, находящаяся в промежуточном перегревателе и трубах, связывающих его с турбиной, находится вне воздействия регулирующих органов турбины; это или вызывает необходимость постановки дополнительных регулирующих органов перед ступенями низкого давления², или обуславливает известную замедленность процесса регулирования, понижающую точность и надежность работы установки.

Поэтому промежуточный перегрев пара широкого распространения пока не получил, и имеется тенденция перейти к более высоким начальным температурам с тем, чтобы даже при значительных давлениях пара можно было обойтись без промежуточного перегрева.

ГЛАВА V

ОДНОСТУПЕНЧАТАЯ АКТИВНАЯ ТУРБИНА

§ 35. Характеристика турбины и изображение теплового процесса на *is*-диаграмме

Понятие об этом типе турбин дано в § 1. В связи с переработкой всего теплового перепада в одной ступени скорость пара при выходе из сопел может достигнуть значительной величины. Это вызовет необходимость применения большой окружной скорости. Последняя обуславливает или большое число оборотов (турбина Лавалья) или значительный диаметр диска. В обоих случаях получаются большие потери в соплах, на лопатках и выходные — благодаря большой скорости пара; потери на трение и вентиляцию — благодаря большой окружной скорости. Если турбина построена на небольшое число оборотов, т. е. с большим диаметром диска, то потери в соплах, на лопатках и вентиляционные получаются особенно большими вследствие малой высоты сопел и лопаток и малой степени парциальности.

Таким образом основным дефектом одноступенчатых турбин является их низкий к. п. д., тем худший, чем больше тепловой перепад.

Турбина обладает, однако, и некоторыми достоинствами. К числу таковых относятся: 1) крайняя простота конструкции

¹ Gesamtbericht zweite Weltkraftkonferenz, стр. 17 (доклад Стодола).

² См., например, „Die Wärme“ № 16, 1933 г., стр. 249.

2) дешевизна, 3) малый объем и площадь занимаемого места, 4) низкое давление (равное выпускному) и невысокая температура пара в корпусе турбины, позволяющие конструировать последний легкого типа и понижающие потери на пропуски пара и на лучеиспускание.

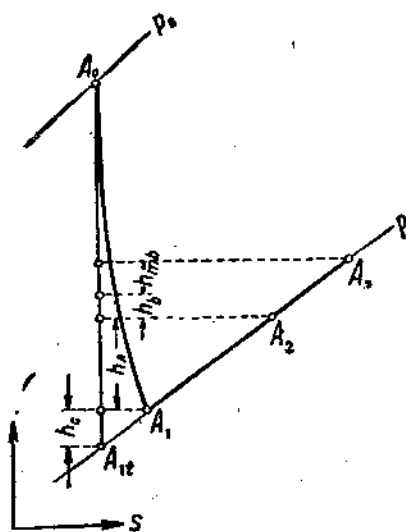
Обычно турбины этого типа в виду быстроходности снабжаются зубчатым редуктором. Применение последнего оправдывается уменьшением диаметра турбинного диска по сравнению с турбиной на пониженное число оборотов.

Область применения одноступенчатых турбин ограничивается или небольшими перепадами тепла при незначительных мощностях, или исключительно малыми мощностями. В первом случае (при перепаде тепла до $50 + 60 \text{ кал/кг}$) турбина может работать как форшальт-турбина для переработки небольшого перепада тепла перед установкой среднего давления небольшой мощности (см. § 40—2); может оказаться также целесообразной установка данной турбины для работы с противодавлением, а именно в том случае, когда весь отработавший пар используется и к турбине не предъявляется требования высокого к. п. д. Во втором случае применение одноступенчатой турбины может быть оправдано стремлением получить наиболее простую и дешевую машину при условии, что расход пара существенного значения не имеет. Таковы, например, турбины, служащие для привода вспомогательных масляных насосов, мощность которых измеряется максимально несколькими лошадиными силами.

Несмотря на ограниченную область применения одноступенчатой турбины, не следует забывать, что она является элементом турбины многоступенчатой, и последующие выводы можно рассматривать, как относящиеся к одной ступени современной многоступенчатой турбины.

Тепловой процесс турбины в координатах $i-s$ представлен на фиг. 174.

Расширение пара в соплах изображается политропой A_0A_1 , причем точка A_1 лежит выше конечной точки A_2 , адиабатического расширения на величину потери в соплах h_c . Дальнейший процесс (на лопатках и за ними) идет по изобаре p_1 ; при неизменном давлении (признак активности процесса) теплосодержание пара увеличивается на сумму потерь: на лопатках (h_d), выходной (h_s), на трение и вентиляцию (h_{ma}). Характерными точками процесса являются A_0 , A_1 , A_2 , дающие возможность определить состоя-



Фиг. 174. Процесс одноступенчатой активной турбины на $i-s$ -диаграмме.

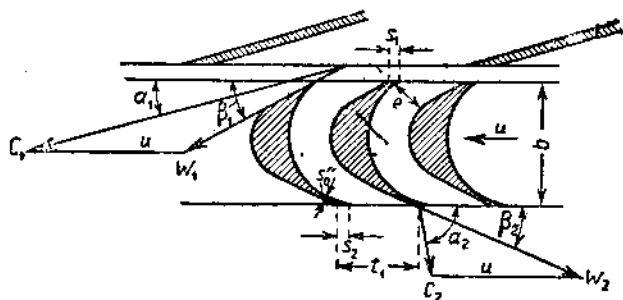
ние пара и необходимые для вычисления проходных сечений удельный объем перед соплами турбины, непосредственно за ними, при выходе из рабочих лопаток и, наконец, в выпускном патрубке турбины.

§ 36. Работа и к. п. д. турбинного венца

На фиг. 175 представлены треугольники скоростей турбины, построение которых пояснено раньше (§ 20). На фиг. 176 треугольники эти вершинами своими совмещены друг с другом.

Если скорость движения c_x некоторой массы m достигает в течение t секунд значения c_y , то это изменение скорости может быть вызвано действием некоторой силы P , приложенной к рассматриваемой массе. По известному закону теоретической механики (импульс силы равен приращению количества движения)

$$Pt = m(c_x - c_y).$$



Фиг. 175. Изменение скоростей пара при проходе через лопатки активной турбины.

Прилагая это уравнение к массе 1 кг пара, протекающего в 1 сек. через лопатки ($m = \frac{1}{g}$) при условии изменения скорости в тех же пределах, найдем

$$P \cdot 1 = \frac{1}{g}(c_x - c_y).$$

Для определения силы, действующей в направлении окружной скорости (окружного усилия на лопатках) вместо скоростей c_x и c_y надо подставить проекции скоростей c_1 и c_2 на направление окружной скорости u (фиг. 176):

$$P = \frac{1}{g}(c_{1u} \pm c_{2u}). \quad (153)$$

В скобках подставлено два знака, так как скорость c_{2u} может быть направлена или в том же направлении, что и c_{1u} , или — в обратном. В первом случае в скобках должен стоять знак минус, во втором — знак плюс:

$$c_{1u} - (-c_{2u}) = c_{1u} + c_{2u}.$$

Так как направление скорости c_{2u} характеризуется углом α_2 , можно отметить, что знак $+$ в формуле (153) ставится при угле $\alpha_2 < 90^\circ$, знак $-$ при угле $\alpha_2 > 90^\circ$.

Секундная работа 1 кг пара на венце турбины (в направлении окружной скорости)

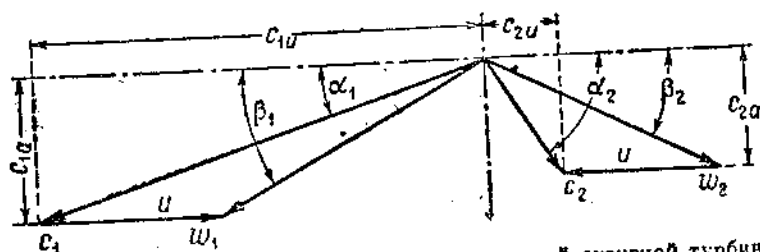
$$L_u = Pu = \frac{u}{g} (c_{1u} \pm c_{2u}) \text{ кгм/кг.} \quad (154)$$

Коэффициент полезного действия турбинного венца

$$\eta_{oa} = \frac{L_u}{L_0}.$$

Для рассматриваемого типа турбины работа идеального процесса

$$L_0 = \frac{c_{1t}^2}{2g} \text{ кгм/кг.}$$



Фиг. 176. Треугольники скоростей одноступенчатой активной турбины.

Поэтому

$$\eta_{oa} = \frac{2gL_u}{c_{1t}^2} = \frac{2u(c_{1u} \pm c_{2u})}{c_{1t}^2} \quad (155)$$

В формуле (155), как и выше, знак $+$ относится к тому случаю, когда угол $\alpha_2 < 90^\circ$, знак $-$ к случаю, когда $\alpha_2 > 90^\circ$. Формулу (155) можно привести к иному виду:

$$\begin{aligned} c_{1u} &= u + w_1 \cos \beta_1, \\ c_{2u} &= \pm w_2 \cos \beta_2 \mp u. \end{aligned}$$

Поэтому

$$\begin{aligned} c_{1u} \pm c_{2u} &= w_1 \cos \beta_1 + w_2 \cos \beta_2 = w_1 \cos \beta_1 + \psi w_1 \cos \beta_2 = \\ &= \left(1 + \psi \frac{\cos \beta_2}{\cos \beta_1}\right) w_1 \cos \beta_1. \end{aligned}$$

Так как

$$w_1 \cos \beta_1 = c_1 \cos \alpha_1 - u,$$

то

$$c_{1u} \pm c_{2u} = \left(1 + \psi \frac{\cos \beta_2}{\cos \beta_1}\right) (c_1 \cos \alpha_1 - u).$$

1 Нижние знаки относятся к тому случаю, когда угол $\alpha_2 > 90^\circ$.

Подставляя это выражение в формулу (155) и имея в виду, что

$$c_{1t}^2 = \frac{c_1^2}{\varphi^2},$$

находим

$$\eta_{ол} = \frac{2u\varphi^2 \left(1 + \psi \frac{\cos \beta_2}{\cos \beta_1}\right) (c_1 \cos \alpha_1 - u)}{c_1^2},$$

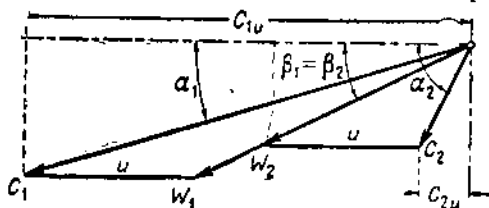
или

$$\eta_{ол} = 2\varphi^2 \left(1 + \psi \frac{\cos \beta_2}{\cos \beta_1}\right) \left(\cos \alpha_1 - \frac{u}{c_1}\right) \frac{u}{c_1}. \quad (156)$$

Во многих случаях (в особенности в одноступенчатых турбинах) углы β_1 и β_2 делают равными, благодаря чему лопатки получают симметричный профиль. При этом формула (156) принимает вид, известный под наименованием формулы Банки¹

$$\eta_{ол} = 2\varphi^2 (1 + \psi) \left(\cos \alpha_1 - \frac{u}{c_1}\right) \frac{u}{c_1}. \quad (157)$$

Треугольники скоростей для этого случая представлены на фиг. 177: сторона w_2 выходного треугольника совмещена со стороной w_1 треугольника для входа пара.



Фиг. 177. Треугольники скоростей для случая $\beta_1 = \beta_2$.

Из формулы (156) следует, что угол α_1 для повышения к. п. д. нужно брать возможно малым. Однако угол α_1 косвенно влияет и на коэффициент ψ : с уменьшением α_1 снижается угол β_1 , а следовательно и коэффициент ψ (фиг. 126).

При этом снижение ψ может оказать большее влияние на к. п. д., чем увеличение $\cos \alpha_1$, так как при малых углах α_1 последний меняется незначительно. Наивыгоднейшее значение угла α_1 получается обычно $14 \div 20^\circ$. Величиной угла α_1 определяется β_1 . Что касается β_2 , то и он, как следует из формулы (156), должен быть взят по возможности малым. Однако с уменьшением β_2 также уменьшается коэффициент ψ , поэтому обычно выбирают угол

$$\beta_2 = \beta_1 - (3^\circ \div 10^\circ),$$

и как максимум делают его равным β_1 .

Скоростные коэффициенты φ и ψ , понятно, оказывают непосредственное влияние на коэффициент отдачи $\eta_{ол}$, отражая влияние потерь в соплах и на рабочих лопатках.

¹ Предложена впервые проф. D. Banki, см. Z. d. V. d. I., 1905 г., стр. 479.

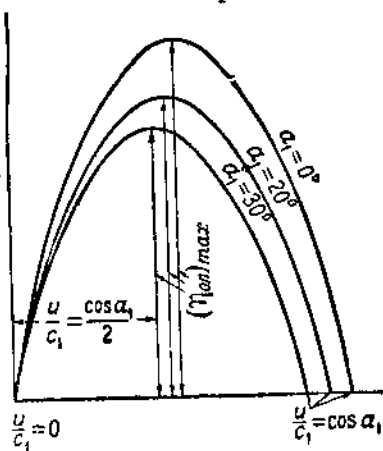
Наконец, существенное влияние на величину $\eta_{ол}$ оказывает отношение $\frac{u}{c_1}$, на что следует обратить особое внимание.

Если в формуле (156) считать все величины кроме $\frac{u^2}{c_1}$ постоянными, то легко построить кривую, изображающую закон зависимости $\eta_{ол}$ от $\frac{u}{c_1}$.

На фиг. 178 построены кривые $\eta_{ол}$ в функции $\frac{u}{c_1}$ для трех различных углов α_1 : 0° , 20° и 30° . Кривые эти являются параболлами, дважды пересекающими ось абсцисс: из уравнения (156) следует, что $\eta_{ол}$ равняется нулю при $\frac{u}{c_1} = 0$ и при $\frac{u}{c_1} = \cos \alpha_1$. Максимум коэффициента $\eta_{ол}$ соответствует вершине параболлы, т. е. он наступает при

$$\frac{u}{c_1} = \frac{\cos \alpha_1}{2}. \quad (158)$$

Это весьма существенное положение может быть доказано и аналитически (для турбины без потерь на лопатках вывод был дан в § 1).



Фиг. 178. Зависимость коэффициента отдачи $\eta_{ол}$ от $\frac{u}{c_1}$.

Для нахождения величины $\frac{u}{c_1}$, при которой $\eta_{ол}$ достигает максимума, надо взять от выражения для $\eta_{ол}$ первую производную по $\frac{u}{c_1}$ и приравнять ее нулю.

Полагая все прочие величины, входящие в формулу (156), постоянными, мы можем написать

$$\frac{d \left[\frac{u}{c_1} \cos \alpha_1 - \left(\frac{u}{c_1} \right)^2 \right]}{d \left(\frac{u}{c_1} \right)} = 0,$$

$$\cos \alpha_1 - 2 \frac{u}{c_1} = 0,$$

$$\frac{u}{c_1} = \frac{\cos \alpha_1}{2}. \quad (158)$$

¹ Строго говоря, с изменением u изменяется и ϕ , так как меняются углы β_1 и β_2 , однако во многих случаях этим можно пренебречь. Точный метод построения изложен в конце параграфа.

При этом значении $\frac{u}{c_1}$ величина $\eta_{ол\max}$ для случая $\beta_1 = \beta_2$ определяется по формуле

$$\eta_{ол\max} = \frac{\varphi^3}{2} (1 + \psi) \cos^2 \alpha_1. \quad (159)$$

Если $\varphi = \psi = 1$ и $\alpha_1 = 0^\circ$ (теоретический случай), то

$$\eta_{ол\max} = 1.$$

При построении кривых на фиг. 178 принято

$$\beta_1 = \beta_2; \quad \varphi = 0,95; \quad \psi = 0,85.$$

Максимальный коэффициент отдачи имеет значения:

- 1) для $\alpha_1 = 0^\circ$ $\eta_{ол\max} = \frac{0,95^2 \cdot 1,85}{2} = 0,836,$
- 2) для $\alpha_1 = 20^\circ$ $\eta_{ол\max} = \frac{0,95^2 \cdot 1,85 \cdot 0,94^2}{2} = 0,786,$
- 3) для $\alpha_1 = 30^\circ$ $\eta_{ол\max} = \frac{0,95^2 \cdot 1,85 \cdot 0,866^2}{2} = 0,724.$

Эти значения $\eta_{ол\max}$ достигаются при отношении $\frac{u}{c_1}$:

- 1) для $\alpha_1 = 0^\circ$ $\frac{u}{c_1} = 0,5,$
- 2) для $\alpha_1 = 20^\circ$ $\frac{u}{c_1} = 0,47,$
- 3) для $\alpha_1 = 30^\circ$ $\frac{u}{c_1} = 0,433.$

Этим доказывается еще раз ранее сделанное утверждение о необходимости соблюдать определенное отношение между окружающей скоростью и скоростью пара. При всяком отступлении от наиболее выгоднейшего отношения $\frac{u}{c_1}$ коэффициент отдачи $\eta_{ол}$ падает. Из рассмотрения фиг. 177 следует, что это обуславливается увеличением скорости c_2 , т. е. выходной потери.

Следует иметь, однако, в виду, что парабола для $\eta_{ол}$ при вершине своей имеет довольно пологое очертание; поэтому небольшое понижение $\frac{u}{c_1}$ против наиболее выгоднейшего не оказывает существенного влияния на величину $\eta_{ол}$. Независимо от этого, как будет показано ниже, отношение $\frac{u}{c_1}$ приходится брать меньше, чем это следует из предыдущего рассмотрения, для того чтобы получить

наибольшим не коэффициент отдачи η_{ol} , а относительно-внутренний к. п. д. η_{oi} .

Точный метод построения кривой η_{ol} заключается в нахождении величин этого коэффициента для различных значений $\frac{u}{c_1}$ при вы-

боре для каждой величины $\frac{u}{c_1}$ того или иного коэффициента ψ . Для этого строятся треугольники скоростей для каждого из отношений $\frac{u}{c_1}$, откладываемых по оси абсцисс: задавшись $\frac{u}{c_1}$ определяют u , строят входной треугольник; задаются углом β_2 ; по сумме $\beta_1 + \beta_2$ и скорости w_1 определяется коэффициент ψ (фиг. 126 и 127); находится скорость w_2 и строится второй треугольник. Коэффициент η_{ol} определяется по формуле (156) или (155); последнее проще, так как c_{1u} и c_{2u} определяются непосредственным измерением на треугольниках скоростей, но менее точно.

При построении обычно бывает достаточным находить величины η_{ol} для значений $\frac{u}{c_1} = 0,1; 0,2; 0,3$ и т. д. через 0,1.

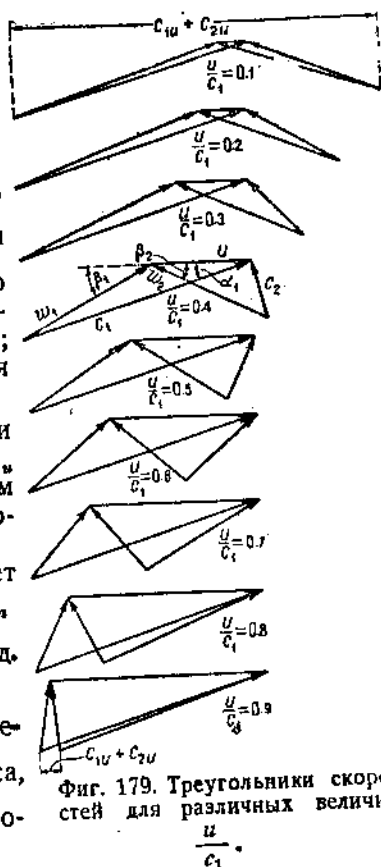
Пример. Построить кривую изменения η_{ol} в функции $\frac{u}{c_1}$ для колеса, работающего при следующих условиях:

$$\begin{aligned} c_1 &= 900 \text{ м/сек,} \\ \alpha_1 &= 16^\circ, \\ \varphi &= 0,95, \\ \beta_1 &= \beta_2. \end{aligned}$$

Строим треугольники скоростей (фиг. 179) для значений $u = (0,1 + 0,9) c_1$.

Треугольники построены несколько иначе, чем на фиг. 176, для ознакомления с этим методом построения, встречающимся у некоторых авторов (существенного преимущества перед способом на фиг. 176 он не имеет). Величины, найденные из построения, вписаны в табл. 7.¹

¹ Поправочный коэффициент k в этой таблице не вполне соответствует данным фиг. 127.



Фиг. 179. Треугольники скоростей для различных величин $\frac{u}{c_1}$.

Таблица 7

$\frac{u}{c_1}$	u	w_1	$\beta_1 = \beta_2$	ψ	w_2	$c_1 u + c_2 u$	η_{ol}	η'_{ol}
0,1	90	800	18°	0,76 · 0,975 = 0,74	590	1 350	0,27	0,282
0,2	180	720	21°	0,785 · 0,98 = 0,77	550	1 210	0,485	0,50
0,3	270	630	24°	0,81 · 0,99 = 0,80	500	1 060	0,64	0,65
0,4	360	550	27°	0,83 · 0,995 = 0,825	450	920	0,735	0,735
0,5	450	470	33°	0,85 · 1,005 = 0,855	400	770	0,77	0,755
0,6	540	400	40°	0,87 · 1,01 = 0,88	350	610	0,73	0,71
0,7	630	340	48°	0,885 · 1,015 = 0,90	310	450	0,625	0,595
0,8	720	290	62°	0,895 · 1,02 = 0,915	265	275	0,44	0,42
0,9	810	260	82°	0,9 · 1,03 = 0,93	240	100	0,19	0,175

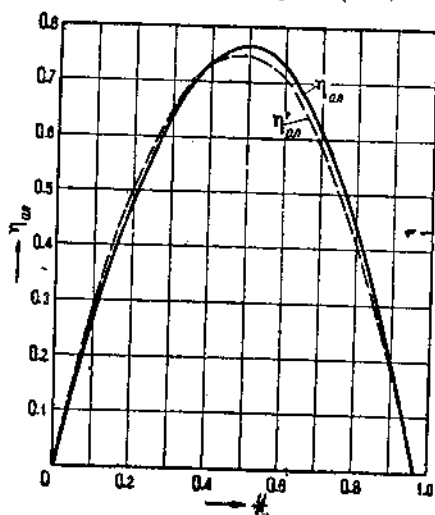
В последней графе этой таблицы помещены значения η'_{ol} , вычисленные по формуле (156) в предположении, что

$$\psi = 0,82 = \text{const.}$$

На фиг. 180 построены кривые η_{ol} (сплошной линией) и η'_{ol} (пунктиром) по точкам, положение которых фиксируется данными табл. 7.

График показывает, что обе кривые почти совпадают, и отношение $\frac{u}{c_1}$, при котором η_{ol} достигает максимума, почти одинаково при обоих методах построения.

На основании этого при дальнейших расчетах мы при выборе наивыгоднейшего $\frac{u}{c_1}$ часто будем считать коэффициент ψ не зависящим от величины $\frac{u}{c_1}$.



Фиг. 180. Кривые коэффициентов отдачи на венце при переменной (сплошная) и постоянной (пунктирная) величине коэффициента ψ .

§ 37. Относительно-внутренний к. п. д. и определение

наивыгоднейшего $\frac{u}{c_1}$

Относительно-внутренний к. п. д. представляет собою отношение действительно использованного внутри турбины количества тепла к располагаемому перепаду тепла. По формуле (111)

$$\eta_{oi} = \frac{L_i}{L_0} = \frac{AL_i}{i_0 - i_{2i}}$$

Внутренняя работа турбины L_i равняется работе, развиваемой на ободе, минус потери на трение, вентиляцию и на утечку пара:

$$L_i = L_a - Z_{ms} - Z_{ym}.$$

Пренебрегая незначительной потерей на утечку пара, которая к тому же не оказывает влияния на выбор отношения $\frac{u}{c_1}$, что является целью дальнейших рассуждений, находим

$$\eta_{oi} = \frac{L_i - Z_{ms}}{L_0} = \eta_{oi} - \frac{Z_{ms}}{L_0} = \eta_{oi} - \xi_{ms}. \quad (160)$$

Подставляя вместо Z_{ms} и L_0 их значения¹, находим

$$\xi_{ms} = \frac{75 N_{ms} 2g}{G c_{1t}^2} = \frac{150 g \varphi^2 N_{ms}}{G c_1^2}. \quad (161)$$

Для величины N_{ms} можно подставить ее значение по любой из формул § 27.

Задаваясь далее различными значениями $\frac{u}{c_1}$, определяем для этих значений величины η_{oi} [по формуле (155) или (156)], N_{ms} , ξ_{ms} и η_{oi} [по формуле (160)]. То значение $\frac{u}{c_1}$, при котором η_{oi} окажется максимальным, и будет наивыгоднейшим.

Особенно просто решается задача в случае пользования формулой (76) Форнера для определения потери на трение и вентиляцию.

По этой формуле, выразив диаметр диска d в зависимости от окружной скорости u , находим:

$$N_{ms} = \beta \cdot 10^{-10} \left(\frac{60 u}{\pi n} \right)^4 n^3 l_1 \gamma = \beta \cdot 10^{-10} \left(\frac{60}{\pi} \right)^4 \frac{l_1 \gamma}{n} c_1^4 \left(\frac{u}{c_1} \right)^4 = B x^4, \quad (162)$$

где коэффициент

$$B = \beta \cdot 10^{-10} \left(\frac{60}{\pi} \right)^4 \frac{l_1 \gamma}{n} c_1^4, \quad (163)$$

а

$$x = \frac{u}{c_1}.$$

Поэтому

$$\xi_{ms} = \frac{150 g \varphi^2 B x^4}{G c_1^2} = \rho x^4, \quad (164)$$

где коэффициент

$$\rho = \frac{150 g \varphi^2}{G c_1^2} B.$$

¹ Z_{ms} — по формуле (77).

Следовательно,

$$\eta_{oi} = \eta_{ol} - p x^4.$$

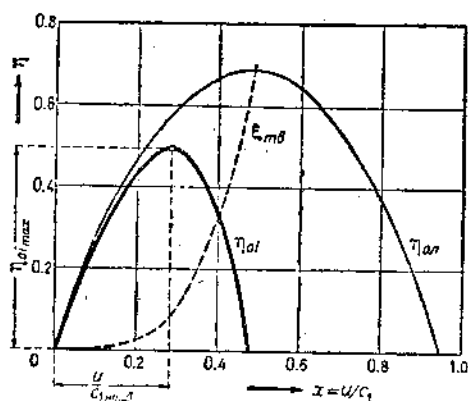
(165)

На фиг. 181 уравнение (165) решено графически. График для η_{ol} построен по способу, описанному в предыдущем параграфе (для постоянной величины коэффициента ψ), пунктиром построена кривая

$$\xi_{m\theta} = p x^4.$$

Вычитая из ординат кривой η_{ol} ординаты кривой $\xi_{m\theta}$, получаем жирную параболическую кривую для η_{oi} .

Как и следовало ожидать, вершина этой кривой не лежит на одной ординате с вершиной кривой η_{ol} . Поэтому отношение $\frac{u}{c_1}$,



Фиг. 181. Изменение к. п. д. η_{ol} и η_{oi} в зависимости от $\frac{u}{c_1}$.

при котором η_{ol} достигает максимума, не является наиболее выгоднейшим для турбины в целом. Турбина должна быть рассчитана так, чтобы отношение $\frac{u}{c_1}$ соответствовало наибольшей величине внутреннего к. п. д. η_{oi} .

Следует обратить внимание на то, что кривая для η_{oi} лежит ниже параболы для η_{ol} и падает более круто, чем эта последняя. Само собой разумеется, что величины η_{oi} и η_{ol} , а равно величины x , со-

ответствующие вершинам кривых, будут тем больше отличаться друг от друга, чем выше относительная величина потери на трение и вентиляцию. В турбинах большой мощности, например, благодаря большому расходу пара G коэффициент p оказывается незначительным, кривая η_{oi} близко подходит к кривой η_{ol} , и наиболее выгоднейшее $\frac{u}{c_1}$ почти совпадает с величиной $\frac{\cos \alpha_1}{2}$.

При вышеописанном методе мы считали высоту лопатки l_1 постоянной — не зависящей от $\frac{u}{c_1}$. Это может иметь место лишь

в том случае, когда турбина парциальная и при изменении $\frac{u}{c_1}$, а следовательно, и диаметра диска, меняется степень парциальности.

С изменением последней, однако, должна меняться вентиляционная потеря, что формулой Форнера не учитывается вовсе.

Поэтому целесообразнее производить расчет, пользуясь формулой (74) Стодола. В связи с тем, что в эту формулу входит степень парциальности, меняющая свое значение при изменении $\frac{u}{c_1}$, да и высота лопатки l_1 не при всех вариантах подсчета может оставаться постоянной, определение наивыгоднейшего $\frac{u}{c_1}$ связано с более кропотливым расчетом.

Расчет этот, как было указано выше, сводится к определению η_0 для различных величин $\frac{u}{c_1}$ и может быть произведен в нижеследующем порядке.

Задаемся рядом значений $\frac{u}{c_1}$, близких к предполагаемой наивыгоднейшей величине (для одноступенчатой турбины следует выбирать $\frac{u}{c_1}$ в пределах $0,2 \div 0,4$).

Так как скорость c_1 известна, находим соответствующие величины u , а по ним — диаметры диска d .

Определяем степень парциальности.

По формуле (33) в § 14

$$\varepsilon = \frac{kGv_1}{\pi d l c_1 \sin \alpha_1}.$$

Задавшись высотой сопла l , находим для различных $\frac{u}{c_1}$ величину ε . Конечно, ε может получиться в отдельных случаях и больше единицы. Тогда придется задаться $\varepsilon = 1$, и по формуле (34) определить высоту сопел.

Высоту лопатки l_1 в формуле (74) Стодола следует принимать миллиметров на $3 \div 5$ больше высоты сопла.

Вычислив для различных $\frac{u}{c_1}$ величину N_{me} , а затем ξ_{me} , определяем по формуле Банки коэффициент η_{ol}^1 (также для различных x), и, наконец, — η_{ol} .

Результаты вычислений удобно сводить в таблицу, пример которой ниже приводится.

¹ При вычислении этого коэффициента следует скоростной коэффициент лопаток ψ принимать различным, в зависимости от величины $\frac{u}{c_1}$, как это показано в конце предыдущего параграфа.

Таблица 8

$x = \frac{u}{c_1}$	0,25	0,285	0,3	0,325	0,35	Способ определения
$u \dots \text{м/сек}$	166,5	190	200	216	233	$= x c_1$
$d \dots \text{м}$	1,06	1,21	1,275	1,38	1,485	$= \frac{60u}{\pi n}$
$l \dots \text{см}$	0,8	0,8	0,8	0,8	0,8	Задаемся
$\epsilon \dots$	0,19	0,167	0,158	0,146	0,136	По формуле (33)
$l_1 \dots \text{см}$	1,2	1,2	1,2	1,2	1,2	$= l + 0,4$
$N_{\text{те}} \dots \text{л. с.}$	15,5	29,8	38,8	56,7	82,3	По формуле (74)
$\epsilon_{\text{те}} \dots$	0,032	0,059	0,076	0,109	0,161	" (161)
$\eta_{\text{ол}} \dots$	0,580	0,632	0,650	0,681	0,704	" (156)
$\eta_{\text{oi}} \dots$	0,548	0,573	0,574	0,572	0,543	" (160)

Наивыгоднейшее $\frac{u}{c_1}$ в этом примере составляет 0,3.

Необходимо отметить, что расход пара G в обоих приведенных здесь методах расчета мы считали постоянным, не зависящим от $\frac{u}{c_1}$. Это допущение возможно в том случае, когда турбина рассчитывается на определенный, заданный расход пара. Если же в задании указана мощность турбины, то, строго говоря, необходимо при вычислении $\epsilon_{\text{те}}$ учитывать изменение расхода пара с изменением $\frac{u}{c_1}$. Так как это чрезмерно усложняет задачу и не дает существенного преимущества в точности расчета, можно ограничиться вышеуказанными методами, следя лишь за тем, чтобы принятая в расчете величина G совпадала с истинным расходом пара.

§ 38. Порядок теплового расчета одноступенчатой активной турбины (или активной ступени вообще)

Должны быть заданы начальные параметры пара, конечное давление пара или адиабатический перепад тепла в турбине (ступени), число оборотов; для одноступенчатой турбины — номинальная мощность или максимальный расход пара¹, для ступени многоступенчатой турбины — экономический расход пара.

Требуется определить: диаметр диска, число и размеры сопл и лопаток, расход пара — в том случае, если задана мощность, на оборот мощность — при заданном расходе пара.

На is -диаграмму наносится адиабатический перепад тепла и находит теоретическая скорость истечения

$$c_{1t} = 91,5 \sqrt{h_0}$$

¹ Номинальная мощность одноступенчатой турбины обычно является в то же время ее экономической мощностью: при сопловом регулировании скорость пара и $\frac{u}{c_1}$ при основных нагрузках остаются постоянными, а относительная величина потери на трение и вентиляции убывает с повышением нагрузки; при дроссельном регулировании нагрузки, меньшие, чем номинальная, обуславливают возникновение потери от дросселирования.

По фиг. 90 выбирается скоростной коэффициент φ и определяется действительная скорость

$$c_1 = \varphi c_{1f}.$$

Определяется потеря в сопле

$$h_r = (1 - \varphi^2)h_0$$

Откладывается на is -диаграмме вверх от точки A_{11} (фиг. 182).
 Определяется удельный объем пара v_1 при выходе из сопел
 в точке A_1 is -диаграммы).

В точке A_1 (3-диаграммы).
Выбирается угол накло-
на сопел

$$\alpha_1 = 14^\circ \div 20^\circ.$$

Методом, описанным в предыдущем параграфе, определяется наивыгоднейшее

$\frac{u}{c_1}$, соответствующее вер-
шине кривой η_{oi} :

$$\eta_{oi} = \eta_{oa} - \xi_{ms}.$$

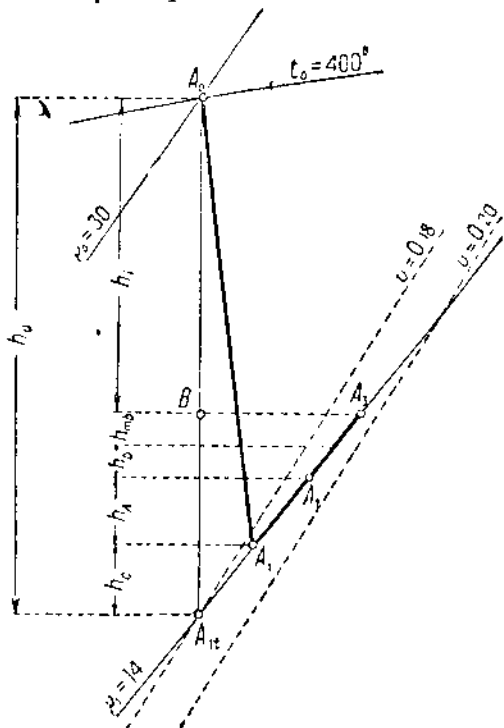
Для определения $\eta_{0,1}$ при различных значениях

$\frac{u}{c_1}$ надо знать углы β_1, β_2 и скоростной коэффициент ϕ .

Угол β_1 можно найти построением треугольника скоростей или аналитически (формула 52):

$$\operatorname{tg} \beta_1 = \frac{c_1 \sin \alpha_1}{c_1 \cos \alpha_1 - u}.$$

Для одноступенчатых турбин обычно принимают



фиг. 182. Тепловой процесс турбины.

$$p_2 = p_1.$$

В турбинах многоступенчатых

$$p_2 = p_1 - (3^7 - 10^9).$$

Относительная скорость ω_1 находится или из треугольника скоростей или аналитически:

$$w_1 = \frac{c_1 \sin \alpha_1}{\sin \beta_1}.$$

По сумме углов $\beta_1 + \beta_2$ и скорости w_1 (фиг. 126 и 127) определяется коэффициент ψ . Для одноступенчатых турбинок малой мощности найденное значение следует снизить в связи с меньшей тщательностью в изготовлении этих турбинок. Для турбин менее 50 л. с., например, ψ — не выше 0,65 — 0,67.

Коэффициент ξ_{ms} [формула (161)] равен:

$$\xi_{ms} = \frac{150 g N_{ms}}{G c_{1t}^2}.$$

Если расход пара G не задан, то приходится задаться относительно-эффективным к. п. д. (§ 33) и найти G по формуле

$$G = \frac{632 N_s}{3600 \eta_{os} h_0} = \frac{860 N_s}{3600 \eta_{os} \eta_2 h_0}.$$

Коэффициент полезного действия генератора в последней формуле может быть принят по данным § 33.

Для определения по формулам Стодола или Форнера (§ 27) мощности, затрачиваемой на трение и вентиляцию, необходимо найти: окружную скорость u , диаметр диска d , степень парциальности ϵ (только в формуле Стодола), высоту лопатки l , удельный вес пара γ , в котором вращается диск.

Так как мы задаемся различными отношениями $\frac{u}{c_1}$, то для каждого из них легко определяется u , а по ней — диаметр d .

Задаваясь минимально-допустимой высотой сопел,

$$l = 10 \text{ мм},$$

находим степень парциальности [формула (33)]

$$\epsilon = \frac{k G v_1}{\pi d l c_1 \sin \alpha_1}.$$

Коэффициент сужения k можно принять порядка 1,15.

Если степень парциальности окажется больше единицы, надо положить ее равной единице и найти высоту сопел

$$l = \frac{k G v_1}{\pi d c_1 \sin \alpha_1}.$$

Целесообразно доводить высоту сопел до 15—20 мм при условии, что степень парциальности будет не менее 20%.

Среднюю высоту лопаток можно принять на 3—5 мм больше высоты сопел.

Удельный вес пара, в котором вращается диск, можно принять с достаточной точностью

$$\gamma = \frac{1}{v_1}.$$

Найдя наивыгоднейшее $\frac{u}{c_1}$, для расчета принимают обычно несколько меньшую величину (процентов на 5—10): благодаря положности кривой η_{ot} у вершины снижение к. п. д. при этом незначительно; зато в то же время уменьшаются окружная скорость, диаметр диска, а следовательно, и основные размеры турбины.

Особенно значительно можно снижать $\frac{u}{c_1}$ в одноступенчатой турбине с дроссельным регулированием; благодаря мятию пара

при впуске располагаемое теплопадение с уменьшением нагрузки падает, уменьшается, следовательно, скорость пара и увеличивается $\frac{u}{c_1}$. Если расчетное $\frac{u}{c_1}$ равно наивыгоднейшему, то с уменьшением нагрузки к. п. д. резко падает (правая ветвь кривой $\eta_{от}$ на фиг. 181). Если расчетное $\frac{u}{c_1}$ меньше наивыгоднейшего, то при падении нагрузки коэффициент отдачи на венце вначале несколько возрастает, и при ходовых нагрузках турбины удельный расход пара близок к наименьшему.

Остановившись окончательно на величине $\frac{u}{c_1}$, определяем u и d . При этом за счет небольшого изменения $\frac{u}{c_1}$ для диаметра d принимаем округленную цифру.

Строим треугольники скоростей для выбранного отношения $\frac{u}{c_1}$; при этом угол α_1 и соотношение между β_1 и β_2 остаются ранее принятыми, скоростной коэффициент ψ выбирается по фактической сумме углов $\beta_1 + \beta_2$ и скорости w_1 .

Из плана скоростей находим величины: c_2 , c_{1u} , c_{2u} , c_{1a} , c_{2a} . Для большей точности расчета величины эти следует проверять аналитически:

$$\begin{aligned} c_{1a} &= c_1 \cos \alpha_1 = w_1 \cos \beta_1 - u, \\ \pm c_{2u} &= w_2 \cos \beta_2 - u, \\ c_{1u} \pm c_{2u} &= w_1 \cos \beta_1 \pm w_2 \cos \beta_2, \\ c_{1a} &= c_1 \sin \alpha_1, \\ c_{2a} &= w_2 \sin \beta_2. \end{aligned}$$

Находим внутренние потери турбины (потеря в сопле была найдена раньше):

$$h_a = (1 - \psi^2) A \frac{w_1^2}{2g},$$

$$h_s = A \frac{c_2^2}{2g},$$

$$h_{ms} = \frac{N_{ms}}{5,7G}.$$

В последней формуле N_{ms} можно принять по ранее сделанным вычислениям при определении наивыгоднейшего $\frac{u}{c_1}$ (в случае необходимости — путем интерполяции).

Коэффициент полезного действия турбинного венца для контрольных математических переделок следует проверить двумя методами:

$$1) \eta_{ol} = \frac{h_0 - (h_c + h_n + h_a)}{h_0},$$

$$2) \eta_{ol} = \frac{2u(c_{1u} \pm c_{2u})}{c_{1t}^2}.$$

Относительно-внутренний к. п. д.

$$\eta_{oi} = \eta_{ol} - \frac{h_{тв}}{h_0}.$$

Если турбина (или ступень) работает в области влажного пара, следует учесть потерю от влажности (§ 24)

$$h_{sa} = (1 - x) h_i^{cux},$$

и относительно-внутренний к. п. д. составит в конечном итоге:

$$\eta_{oi} = x \eta_{oi}^{cux},$$

где x — средняя сухость пара, η_{oi}^{cux} — ранее вычисленный (без учета влажности) к. п. д.

Задавшись для одноступенчатой турбины² механическим к. п. д. по данным § 33—2, находим относительно-эффективный к. п. д.

$$\eta_{oe} = \eta_{oi} \eta_m.$$

Если в задании указан расход пара турбиной G кг/сек, то теперь мы имеем возможность определить мощность турбины

$$N_e = \frac{3600 G h_0 \eta_{oe}}{632}.$$

Если же мощность турбины задана, то по той же формуле находится расход пара G . Если он значительно отличается от ранее принятого, то корректируется величина потери на трение и вентиляцию $h_{тв}$, вновь определяется η_{oi} и по нему G . Таким образом, путем последовательных приближений легко добиться удовлетворительного совпадения ранее принятого расхода пара G с расчетным⁴.

¹ Или по формуле Банки.

² При расчете отдельной ступени многоступенчатой турбины эффективный к. п. д. определять не нужно.

³ При расчете отдельной ступени ограничиваются определением ее внутренней мощности.

⁴ Строго говоря, при изменении G изменится и величина наимыгоднейшего $\frac{u}{c_1}$. Однако расчета по выбору $\frac{u}{c_1}$ можно не переделывать в связи с тем, что разница в расходах пара (принятом и вычисленном) не может быть очень большой, да и отношение $\frac{u}{c_1}$ мы не берем точно наимыгоднейшим.

Если рассчитывается одноступенчатая турбина с противодавлением или конденсационная, следует учесть пропуск пара через щелевые лабиринты. Величина утечки G_{ym} через каждое из уплотнений подсчитывается по формулам (89) и (94) в § 28. В турбине противодавлением при общем расходе пара G через лопатки проходит $G - G_{ym}$ кг/сек, в выпускной патрубок направляется $2G_{ym}$ кг/сек пара.

В конденсационной турбине при общем расходе пара G через сопла, лопатки и выпускной патрубок проходит $G - 2G_{ym}$ кг/сек пара (для уплотнения обоих лабиринтов подводится свежий пар в количестве $2G_{ym}$, ответвляемый из главного паропровода).

Если в задании указан расход пара, то мощность турбины противодавлением

$$N_e = \frac{3600 (G - G_{ym}) h_0 \eta_{oe}}{632} \quad (166)$$

При заданной мощности полный расход пара на конденсационную турбину, например

$$G = \frac{632 N_e}{3600 h_0 \eta_{oe}} + 2G_{ym} \quad (167)$$

При невысоком противодавлении утечкой через лабиринты можно пренебречь.

Переходим к расчету сопел и лопаток. Сравниваем отношение давлений $\frac{p_1}{p_0}$ с критическим и выбираем тип сопел (суживающиеся или расширяющиеся).

В том случае, если $\frac{p_1}{p_0}$ незначительно отличается от величины v_k , можно применить суживающиеся сопла, допустив расширение пара в косом срезе. При этом надо определить угол отклонения струи (§ 18) с тем, чтобы он не превышал $2-3^\circ$ (в противном случае следует применить расширяющиеся сопла). Фактический угол наклона сопла берется меньше ранее принятого угла α_1 на величину отклонения с тем, чтобы струя пара выходила из сопла как раз под углом α_1 , ранее выбранным.

Приняв выходную высоту сопла из расчета по определению наимыгоднейшего $\frac{u}{c_1}$, находим окончательно степень парциальности

$$\varepsilon = \frac{k G v_1}{\pi d l c_{1a}}$$

в случае если $\varepsilon = 1$, определяется высота сопла).

Для расширяющихся сопел находим их суммарную минимальную площадь сечения (в горле)

$$f_{min} = \frac{G}{203 \sqrt{\frac{p_0}{v_0}}}$$

Разбивку на отдельные сопла в тепловом расчете можно не производить, так как ее следует совместить с конструированием соплового сегмента.

Для сопел, выполняемых в виде отдельных трубок обычного круглого сечения (турбина Лавала, § 40),

$$f_{\min} = z \frac{\pi d_{\min}^2}{4},$$

где число сопел z выбирается возможно большим, но так, чтобы диаметр сопла в горле по возможности не был меньше $3-5$ мм.

Сечение прямоугольных сопел турбин одноступенчатых или первых ступеней многоступенчатых турбин часто выполняют близким к квадратному (см. пример расчета, § 39) ¹.

Выходная высота рабочей лопатки определяется по формуле (65) или (66):

$$l_1'' = \frac{k_1 G v_2}{\varepsilon \pi d c_{2a}}.$$

При этом удельный объем пара v_2 определяется в точке A is -диаграммы (фиг. 182), коэффициент сужения

$$k_1 = \frac{t_1}{t_1 - s_2} = \frac{t_1}{t_1 - \frac{s_0''}{\sin \beta_2}}.$$

Для определения последнего (фиг. 104) следует вычертить профиль лопатки, приняв для одноступенчатой турбины небольшой мощности ширину лопатки

$$b = 10-20 \text{ мм},$$

радиус кривизны

$$r = (0,5-0,6) b,$$

шаг лопаток

$$t_1 \approx \frac{r}{2 \sin \beta},$$

толщину кромки лопаток $s_0 \approx 0,5$ мм.

В случае одноступенчатой турбины с противодавлением через лопатки идет количество пара $G = G_{ym}$, однако расчет лопатки можно вести на количество G для предупреждения реактивности, которая может возникнуть при недостаточном выходном сечении лопаток.

Входная высота лопаток l_1' делается или равной l_1'' или несколько меньше; в последнем случае принимают

$$l_1' = l + (2-3) \text{ мм}.$$

Отложив на is -диаграмме все внутренние потери (фиг. 182), можно для контроля еще раз проверить относительно-внутренний к. п. д.

$$\eta_{oi} = \frac{\overline{A_0 B}}{(\overline{A_0 A_{12}})}.$$

¹ Для этих сопел $f_{\min}$ одного сопла должно составлять не менее 4×4 мм² для пятих сопел, 7×7 мм² — для фрезерованных сопел.

² Величина эта в дальнейшем должна быть проверена расчетом на прочность.

Если рассчитывается одноступенчатая турбина, можно определить диаметр выпускного патрубка. Задавшись скоростью пара нем,

$$c_3 = 30 \div 40 \text{ м/сек}$$

только для турбин небольшой мощности, в крупных турбинах c_3 по необходимости доходит до $120 \div 150 \text{ м/сек}$, и зная удельный объем пара v_3 в точке A_3 is -диаграммы, находим

$$f_3 = \frac{Gv_3}{c_3}$$

и диаметр патрубка

$$d_3 = \sqrt{\frac{4f_3}{\pi}}$$

§ 39. Пример расчета одноступенчатой активной турбины

Определить номинальную мощность и основные размеры прочной части (сопел и лопаток) одноступенчатой активной турбины по следующему заданию:

Начальное давление пара (перед соплами) $p_0 = 30 \text{ атм}$.

Начальная температура $t_0 = 400^\circ \text{ Ц}$.

Противодавление $p_2 = 14 \text{ атм}$.

Расход пара турбиной (максимальный) $D = 6250 \text{ кг/час}$.

Число оборотов $n = 12000$.

Отработавший пар из турбины направляется для питания турбогенератора 1200 квт .

Подлежащая расчету турбина является таким образом "форшальт-турбиной", и конструкция ее описана ниже в § 40—2 (фиг. 193).

По is -диаграмме определяем адиабатический перепад тепла в турбине:

$$h_0 = 51 \text{ кал/кг.}$$

Теоретическая скорость истечения

$$c_{11} = 91,5\sqrt{h_0} = 91,5\sqrt{51} = 654 \text{ м/сек.}$$

Полагая высоту сопел 10 мм , найдем по фиг. 90 скоростной коэффициент (с округлением в сторону уменьшения)

$$\varphi = 0,93.$$

Действительная скорость истечения

$$c_1 = \varphi c_{11} = 0,93 \cdot 654 = 608 \text{ м/сек.}$$

Потеря энергии в соплах

$$h_e = (1 - \varphi^2)h_0 = 0,135 \cdot 51 = 6,9 \text{ кал/кг.}$$

Так как температура пара при выходе из сопел (точка A_1 на фиг. 182) составляет 302° , то соответствующий удельный объем пара (по таблицам или по is -диаграмме)

$$v_1 = 0,187 \text{ м}^3/\text{кг.}$$

Угол наклона сопел примем

$$\alpha_1 = 16^\circ.$$

Выбор наиболее выгодного $\frac{u}{c_1}$.

Для сравнения выбор $\frac{u}{c_1}$ проведем обоими методами, описанными в § 37.

1) Зададимся рядом значений $\frac{u}{c_1}$:

$$0,25; 0,3; 0,325; 0,35$$

и определим для этих значений относительно-внутренний к. п. д. $\eta_{от}$.

Ход решения проработаем для одного значения $\frac{u}{c_1} = 0,25$, для остальных же значений необходимые цифры помещены непосредственно в табл. 9, приведенную ниже.

Окружная скорость

$$u = xc_1 = 0,25 \cdot 608 = 152 \text{ м/сек.}$$

Диаметр диска

$$d = \frac{60u}{\pi n} = \frac{60}{3,14 \cdot 12000} u = 0,00159u = 0,00159 \cdot 152 = 0,242 \text{ м.}$$

Для определения к. п. д. $\eta_{от}$ найдем предварительно скорость w_1 и угол β_1 .

По формуле (52)

$$\operatorname{tg} \beta_1 = \frac{c_1 \sin \alpha_1}{c_1 \cos \alpha_1 - u} = \frac{608 \cdot 0,276}{608 \cdot 0,961 - u} = \frac{168}{585 - u},$$

$$\operatorname{tg} \beta_1 = \frac{168}{585 - 152} = 0,338,$$

$$\beta_1 \approx 21^\circ.$$

Относительная скорость

$$w_1 = \frac{c_1 \sin \alpha_1}{\sin \beta_1} = \frac{168}{\sin \beta_1} = \frac{168}{0,358} = 470 \text{ м/сек.}$$

Принимая $\beta_2 = \beta_1$, находим по фиг. 126 (нижняя кривая) и 127 $\psi = 0,785$.

По формуле Банки

$$\eta_{от} = 2\varphi^2 (1 + \psi)(\cos \alpha_1 - x)x = 1,73 (1 + \psi)(0,961 - x)x,$$

$$\eta_{от} = 1,73 \cdot 1,785 (0,961 - 0,25) 0,25 = 0,546.$$

¹ Для облегчения последующих вычислений рекомендуется величины, не зависящие от $\frac{u}{c_1}$, соединять в один коэффициент (в данном случае 0,00159).

Для определения потери на трение и вентиляцию прежде всего дадимся высотой сопел

$$l = 10 \text{ мм.}$$

Тогда степень парциальности

$$\epsilon = \frac{k G v_1}{\pi d l c_1 \sin \alpha_1} = \frac{1,15 \cdot 1,73 \cdot 0,187}{3,14 \cdot 0,01 \cdot 608 \cdot 0,276} \cdot \frac{1}{d} = \frac{0,07}{d} = \frac{0,07}{0,242} = 0,29.$$

Здесь

$$k = 1,15 \text{ (принято),}$$

$$G = \frac{D}{3600} = \frac{6250}{3600} = 1,73 \text{ кг/сек,}$$

$$\sin \alpha_1 = \sin 16^\circ = 0,276,$$

$$l \text{ подставлено в м.}$$

Высоту рабочей лопатки примем

$$l_1 = l + 4 = 14 \text{ мм.}$$

Потерю на трение и вентиляцию определим по формуле Стодола:

$$N_{ms} = \lambda \left[1,46 d^2 + 0,83 (1 - \epsilon) d l_1^{1,5} \right] \frac{u^3}{10^6} \gamma.$$

Коэффициент λ примем равным 1, удельный вес

$$\gamma \approx \frac{1}{v_1} = \frac{1}{0,187} = 5,35 \text{ кг/м}^3.$$

Тогда

$$\begin{aligned} N_{ms} &= \left[1,46 d^2 + 0,83 (1 - \epsilon) d \cdot 1,4^{1,5} \right] \frac{u^3}{10^6} \cdot 5,35 = \\ &= \left[1,46 d^2 + 1,38 (1 - \epsilon) d \right] \frac{5,35}{10^6} u^3. \end{aligned}$$

Для разбираемого случая

$$N_{ms} = \left(1,46 \cdot 0,242^2 + 1,38 \cdot 0,71 \cdot 0,242 \right) \frac{152^3}{10^6} \cdot 5,35 = 6,1 \text{ л. с.}$$

Коэффициент потери

$$\begin{aligned} \xi_{ms} &= \frac{150 g N_{ms}}{G c_{1t}^2} = \frac{150 \cdot 9,81}{1,73 \cdot 654^2} N_{ms} = \\ &= 0,00198 N_{ms} = 0,00198 \cdot 6,1 = 0,012. \end{aligned}$$

Относительно-внутренний к. п. д.

$$\eta_{oi} = \eta_{oa} - \xi_{ms} = 0,546 - 0,012 = 0,534.$$

Таблица 9.

$x = \frac{u}{c_1}$	0,25	0,30	0,35	0,375	0,40	0,45
$u = xc_1$ м/сек	152	182	213	228	243	274
$d = 0,00159 u$ м	0,242	0,289	0,339	0,363	0,387	0,435
$\varepsilon = \frac{0,07}{d}$	0,29	0,242	0,207	0,193	0,180	0,161
$N_{me} = [1,46d^2 + 1,38(1-\varepsilon)d] \frac{5,35}{10^6} u^3 \text{ л. с.}$	6,1	13,7	27,8	38,0	50,3	86,0
$\xi_{me} = 0,00198 N_{me}$	0,012	0,027	0,055	0,075	0,100	0,170
$\text{tg } \beta_1 = \frac{168}{385-u}$	0,388	0,416	0,451	0,471	0,491	0,54
$\beta_1 + \beta_2$	42°	45°	49°	50°	52°	57°
$w_1 = \frac{168}{\sin \beta_1}$ м/сек	470	437	407	394	381	356
ψ	0,785	0,805	0,815	0,820	0,830	0,845
$\eta_{oi} = 1,73(1+\psi)(0,961-x)x$	0,546	0,619	0,675	0,695	0,712	0,732
$\eta_{oi} = \eta_{oi} - \xi_{me}$	0,534	0,592	0,620	0,624	0,612	0,562

Результаты подсчета изображены на фиг. 183 (сплошными линиями). Вершина кривой η_{oi} соответствует величине

$$\frac{u}{c_1} = 0,375,$$

которая и является, таким образом, наивыгоднейшей.

II. Для сравнения определим наивыгоднейшее $\frac{u}{c_1}$ приближенным методом, пользуясь формулой Форнера для определения потери на трение и вентиляцию. По формулам (163) и (164)

$$\xi_{me} = p x^4 = 150 \left(\frac{60}{\pi} \right)^4 10^{-10} \beta g \varphi^2 \frac{l_1 \gamma c_1^2}{G n} x^4,$$

где

$$p = \frac{150 \left(\frac{60}{\pi} \right)^4 \cdot 2,4 \cdot 9,81 \cdot 0,93^3 \cdot 1,4 \cdot 5,35 \cdot 608^2}{1,73 \cdot 12000 \cdot 10^{10}} = 5,4.$$

Вычисляем ξ_{me} для различных значений $\frac{u}{c_1}$ и определяем соответствующие величины η_{oi} (табл. 10).

На фиг. 183 кривая η_{oi} для этого случая построена пунктиром. Наивыгоднейшее $\frac{u}{c_1}$ получилось несколько меньше (0,35), что и следовало ожидать, так как формула Форнера дана для диска с нулевой парциальностью и, следовательно, преувеличенной вентиляционной потерей.

Таблица 19

$\frac{u}{c_1}$	0,3	0,35	0,375	0,40	0,45
$\xi_{\text{те}}$	0,044	0,079	0,106	0,138	0,220
$\eta_{\text{от}}$	0,619	0,675	0,695	0,712	0,732
$\eta_{\text{от}}$	0,575	0,596	0,589	0,574	0,512

В связи с пологим характером кривой $\eta_{\text{от}}$ примем $\frac{u}{c_1}$ несколько меньше наивыгоднейшего, что позволит уменьшить диаметр диска. Выберем

$$d = 340 \text{ мм},$$

$$u = 214 \text{ м/сек},$$

$$\frac{u}{c_1} = \frac{214}{860} = 0,352.$$

Для этого соотношения построим треугольники скоростей, приняв, как выше, угол $\alpha_1 = 16^\circ$ (фиг. 184).

$$\operatorname{tg} \beta_1 = \frac{168}{585 - u} = \frac{168}{371} = 0,452.$$

Находим

$$\beta_1 = 24^\circ 20'.$$

Примем входной угол лопатки для обеспечения безударности входа

$$\beta_{1, \lambda} = 25^\circ.$$

Выходной угол примем

$$\beta_2 = \beta_{1, \lambda} = 25^\circ.$$

Скорость пара

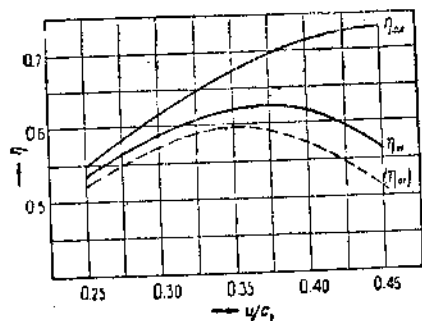
$$w_1 = \frac{168}{\sin \beta_1} = \frac{168}{0,412} = 408 \text{ м/сек}$$

(может быть определена также по масштабу треугольников).
Скоростной коэффициент

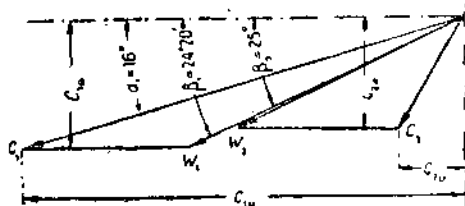
$$\psi = 0,82.$$

Относительная скорость выхода

$$w_2 = \psi w_1 = 0,82 \cdot 408 = 335 \text{ м/сек}.$$



Фиг. 183. Определение наивыгоднейшего $\frac{u}{c_1}$.



Фиг. 184. Треугольники скоростей.

По масштабу построения находим

$$\begin{aligned}c_2 &= 170 \text{ м/сек} \\c_{1u} &= 586 \text{ " } \\c_{2u} &= 90 \text{ " } \\c_{1a} &= 167 \text{ " } \\c_{2a} &= 143 \text{ " }\end{aligned}$$

Все эти величины, конечно, можно найти точнее аналитически. Однако, если треугольники вычерчены аккуратно, допускается измерение указанных величин на чертеже.

Коэффициент полезного действия и мощность турбины

Вычислим потери на венце турбины. Потеря в соплах была найдена раньше:

$$h_c = 6,9 \text{ кал/кг.}$$

На лопатках

$$h_a = (1 - \psi^2) A \frac{w_1^2}{2g} = \frac{0,33 \cdot 408^2}{427 \cdot 2 \cdot 9,81} = 6,55 \text{ кал/кг.}$$

Выходная потеря

$$h_e = A \frac{c_2^2}{2g} = \frac{170^2}{427 \cdot 2 \cdot 9,81} = 3,45 \text{ кал/кг.}$$

Коэффициент полезного действия венца

$$\eta_{ол} = \frac{h_0 - (h_c + h_a + h_e)}{h_0} = \frac{51 - 16,9}{51} = 0,67.$$

Тот же результат можно получить по формуле (155)

$$\eta_{ол} = \frac{2u(c_{1u} + c_{2u})}{c_{1t}^2} = \frac{2 \cdot 214(586 + 90)}{654^2} = 0,675.$$

Наконец, эту же величину можно найти на фиг. 183. Небольшая разница объясняется неточностью вычислений и построений.

Мощность, затрачиваемую на трение и вентиляцию, по табл. 9 примем

$$N_{ms} = 28 \text{ л. с.}$$

Потеря на трение и вентиляцию в тепловых единицах

$$h_{ms} = \frac{N_{ms}}{5,7G} = \frac{28}{5,7 \cdot 1,73} = 2,85 \text{ кал/кг.}$$

Относительно-внутренний к. п. д.

$$\eta_{от} = \eta_{ол} - \frac{h_{ms}}{h_0} = 0,67 - \frac{2,85}{51} = 0,651.$$

В связи с высоким противодавлением учтем потерю на пропуски пара через концевые уплотнения.

Последние спроектированы так (фиг. 193), что часть просочившегося пара по трубе 7 при давлении 4 *ата* отводится в подогреватель питательной воды. Таким образом первая часть лабиринта, состоящая из 14 гребешков, работает в пределах давления от 14 до 4 *ата*.

По формуле (95) в § 28 или по номограмме № 3 определяем критическое давление для последнего лабиринта

$$p_k = \frac{0,85 p_1}{\sqrt{z+1,5}} = \frac{0,85 \cdot 14}{\sqrt{14+1,5}} = 3,1 \text{ ата.}$$

Так как давление это меньше конечного давления при выходе из лабиринта (4 *ата*), применяем для определения расхода пара номограмму № 4 или формулу (89):

$$G = 100 f \sqrt{\frac{g(p_1^2 - p_2^2)}{z p_1 v_1}} =$$

$$= 100 \cdot 39,2 \cdot 10^{-6} \sqrt{\frac{9,81(14^2 - 4^2)}{14 \cdot 14 \cdot 0,185}} = 0,027 \text{ кг/сек.}$$

При этом радиальный зазор в лабиринте принят 0,25 мм, диаметр вала — 50 мм¹, вследствие чего площадь щели

$$f = 3,14 \cdot 50 \cdot 0,25 = 39,2 \text{ мм}^2 = 39,2 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2.$$

Таким образом за вычетом пара, ушедшего через лабиринтовое уплотнение, через рабочие лопатки пройдет количество

$$G_1 = G - G_{um} = 1,73 - 0,027 \approx 1,7 \text{ кг/сек}^2.$$

Для выбора механического к. п. д. определяем внутреннюю мощность турбины

$$N_i = \frac{3600 G_1 h_0 \eta_{os}}{632} = \frac{3600 \cdot 1,7 \cdot 51 \cdot 0,615}{632} \approx 300 \text{ л. с.}$$

По фиг. 159 выбираем механический к. п. д. турбины 0,93 и к. п. д. зубчатого редуктора (фиг. 158) — 0,96. Таким образом механический к. п. д. турбины с редуктором

$$\eta_k = 0,93 \cdot 0,96 = 0,89.$$

Эффективная мощность (на муфте к генератору)

$$N_e = \eta_k N_i = 0,89 \cdot 300 \approx 270 \text{ л. с.}$$

Оценивая к. п. д. генератора (фиг. 158)

$$\eta_g = 0,92,$$

¹ Размер этот должен быть определен из расчета на прочность и на критическое число оборотов.

² Очевидно, при малом противодавлении утечки пара через лабиринт можно пренебречь.

находим мощность на клеммах генератора

$$N_g = 0,736 \eta_g N_e = 0,736 \cdot 0,92 \cdot 270 \approx 180 \text{ квт.}$$

Отложив все внутренние потери на is -диаграмме (фиг. 182), отметим удельные объемы пара: при выходе с рабочих лопаток (точка A_2)

$$v_2 = 0,192 \text{ м}^3/\text{кг},$$

в выпускном патрубке (точка A_3)

$$v_3 = 0,196 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Размеры проточной части

Определим размеры сопел. Примем, как и раньше, выходную высоту сопел

$$l = 10 \text{ мм.}$$

Степень парциальности (см. выше)

$$\epsilon = \frac{0,07}{d} = \frac{0,07}{0,34} = 0,206.$$

Длина дуги, занимаемая соплами,

$$m = \epsilon \pi d = 0,206 \cdot 3,14 \cdot 340 = 220 \text{ мм.}$$

Так как отношение давлений

$$\frac{p_1}{p_0} = 0,466$$

меньше критического и сопла должны быть расширяющиеся, определим

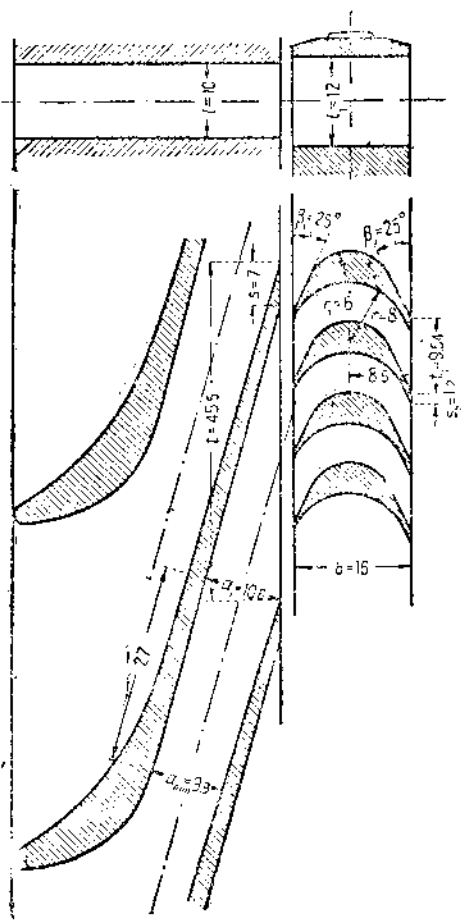
$$f_{\text{ши}} = \frac{G}{203 \sqrt{\frac{p_0}{v_0}}} = \frac{1,73}{203 \sqrt{\frac{30}{0,102}}} = 0,000496 \text{ м}^2.$$

Отметим, что последняя величина представляет суммарное сечение всех сопел, измеренное перпендикулярно к их оси.

Принимая сечение сопла в горле почти квадратным $9,9 \times 10 \text{ мм}$, найдем число сопел

$$z = \frac{496}{99} = 5$$

(размер 9,9 подобран с расчетом получения целого числа сопел).



Фиг. 185. Проточная часть турбины.

Выходное сечение сопел

$$f_1 = \frac{Gv_1}{c_1} = \frac{1,73 \cdot 0,187}{608} = 0,000532 \text{ м}^2.$$

Ширина отдельного сопла, измеренная перпендикулярно к оси,

$$a_1 = \frac{f_1}{l_z} = \frac{532}{10 \cdot 5} = 10,6 \text{ мм.}$$

Длина сопла между горлом и выходным сечением (27 мм) выбрана по конструктивным соображениям (фиг. 185).

Действительная длина дуги, занимаемая соплами,

$$m = zt = 5 \cdot 45,5 = 227 \text{ мм.}$$

Небольшое несовпадение с ранее найденной величиной (220 мм) объясняется отступлением фактического коэффициента сужения k от ранее принятой величины (1,15):

$$k = \frac{t}{t-s} = \frac{45,5}{45,5-7} = 1,18.$$

Выходная высота лопаток ориентировочно может быть определена по формуле¹

$$l_1'' = \frac{k_1 G v_2}{\epsilon \pi d c_{2a}} = \frac{1,15 \cdot 1,73 \cdot 0,192}{0,206 \cdot 3,14 \cdot 0,34 \cdot 143} = 0,0121 \text{ м} = 12,1 \text{ мм.}$$

Более точно найдем эту величину, предварительно спрофилировав лопатку.

Примем ширину лопатки

$$b = 16 \text{ мм,}$$

радиус кривизны

$$r = 0,5 b = 8 \text{ мм,}$$

шаг лопаток

$$t_1 = \frac{r}{2 \sin \varphi} = \frac{8}{2 \sin 5^\circ} = \frac{8}{2 \cdot 0,423} = 9,45 \text{ мм.}$$

Для получения четного числа лопаток положим

$$t_1 = 9,54 \text{ мм.}$$

(При этом число лопаток $z_1 = \frac{\pi d}{t_1} = \frac{3,14 \cdot 340}{9,54} = 112$.)

По чертежу (фиг. 185) коэффициент сужения лопаток (в выходном сечении)

$$k_1 = \frac{t_1}{t_1 - s_2} = \frac{9,54}{9,54 - 1,2} = 1,14.$$

¹ Как было указано в предыдущем параграфе, утечкой пара через лабиринты при расчете лопаток пренебрегаем.

Высота лопатки

$$l_1'' = l \frac{c_{1a}}{c_{2a}} \frac{v_2}{v_1} \frac{k_1}{k},$$

$$l_1'' = \frac{10 \cdot 167 \cdot 0,192 \cdot 1,14}{143 \cdot 0,187 \cdot 1,18} = 11,6 \text{ мм.}$$

С округлением принимаем

$$l_1'' = 12 \text{ мм.}$$

Входную высоту лопатки делаем равной выходной:

$$l_1' = l_1'' = l_1 = 12 \text{ мм.}$$

Ранее принятая высота лопатки (14 мм) незначительно отличается от найденной; поэтому расчет не нуждается в корректуре. Площадь поперечного сечения выпускного патрубка

$$f_3 = \frac{Gv_3}{c_3} = \frac{1,73 \cdot 0,196}{30} = 0,0113 \text{ м}^2 = 11300 \text{ мм}^2.$$

Диаметр патрубка

$$d_3 = \sqrt{\frac{4f_3}{\pi}} = \sqrt{\frac{4 \cdot 11300}{3,14}} = 120 \text{ мм.}$$

§ 40. Конструкции одноступенчатых активных турбин

1. Турбина Лаваля²

Общество для постройки турбины Лаваля было основано в 1893 г. в Стокгольме (Aktiebolaget de Laval's Angturbin) и, являясь одной из старейших турбостроительных фирм, строило первоначально лишь одноступенчатые турбины мощностью от 1½ до 500 л. с.

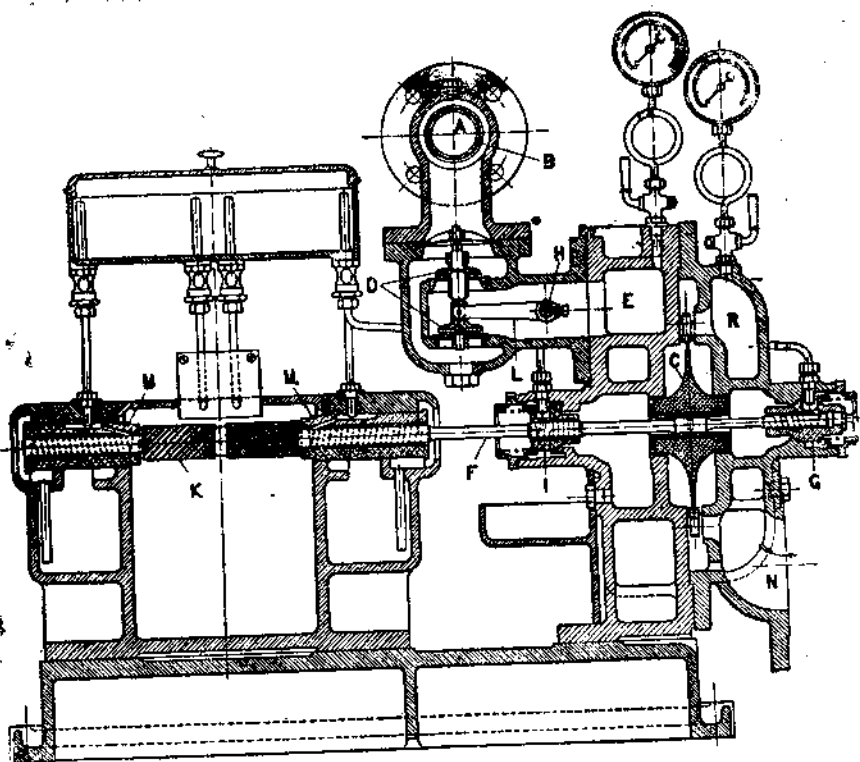
На фиг. 186+189 представлен общий вид этой турбины мощностью 30 л. с. На фиг. 186 разрез сделан по оси турбины, на фиг. 188 — по оси большего колеса зубчатой передачи. В плане крышка зубчатой передачи снята.

Пар входит в турбину через стопорный клапан *A* (фиг. 186) и проходит через фильтр *B* и дроссельный клапан *D* в кольцевую камеру *E*, откуда по ряду сопел *V* (фиг. 190, на общем виде турбины они в разрез не попали) поступает на лопатки рабочего колеса *C*. По выходе из них пар через кольцевую полость *R* и выпускной патрубок *N* удаляется из турбины.

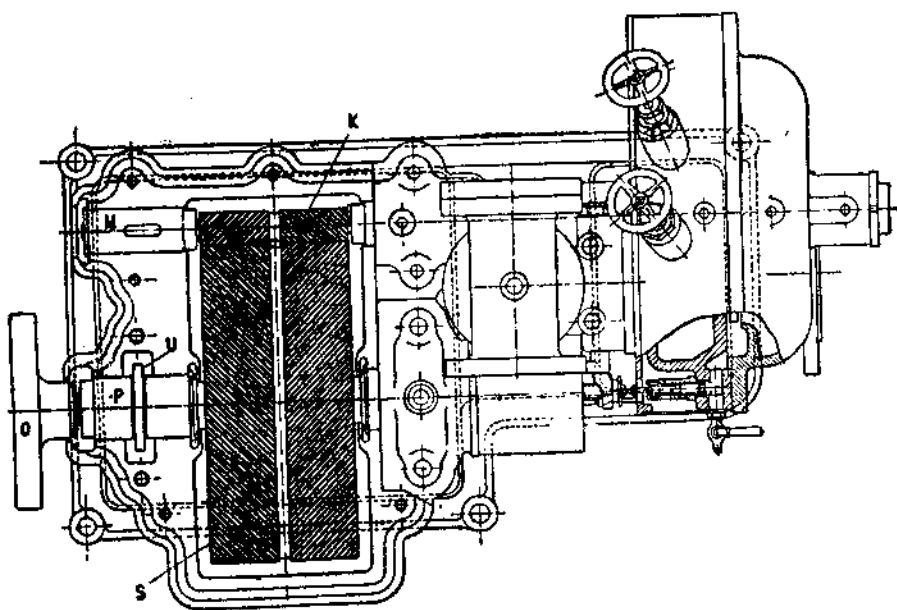
Двухседельный дроссельный клапан *D* выполняется обычно

¹ Строго говоря, через выпускной патрубок проходит $G - 2G_{\text{ут}} \approx 1,67 \text{ кг/сек}$ пара, но в данном случае такая точность подсчета в связи с произвольностью выбора c_3 неуместна.

² Турбины Лаваля в настоящее время потеряли промышленное значение и могли бы быть опущены при изложении. Мы приводим описание конструкции турбин Лаваля исключительно потому, что они имеются во многих вузовских лабораториях.

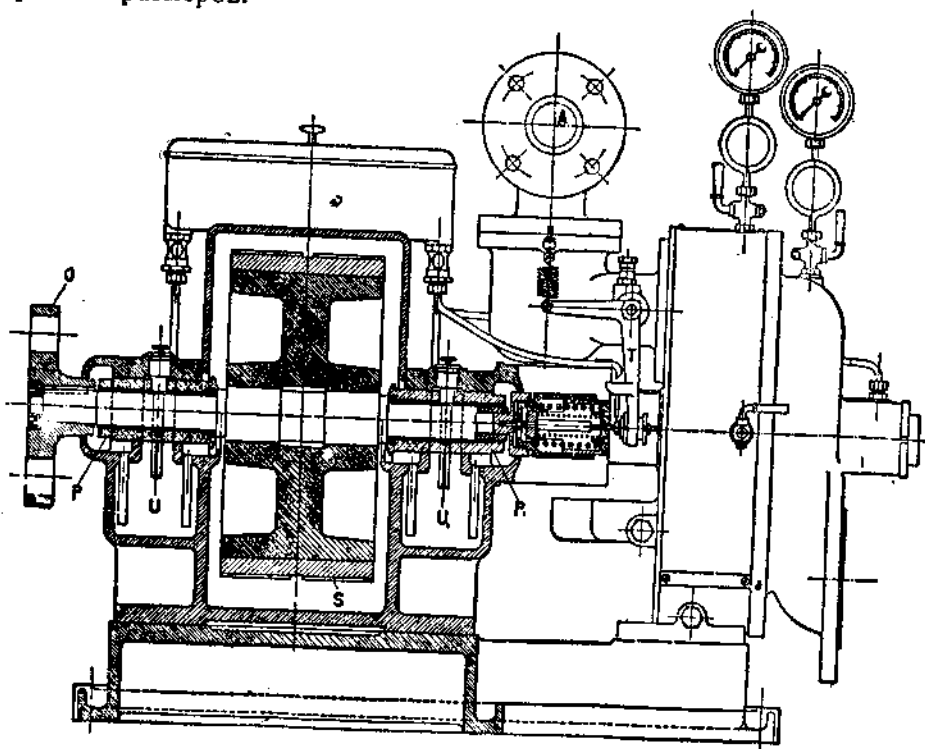


Фиг. 186. Турбина Лавала.



Фиг. 187. Турбина Лавала.

бронзовым (при перегретом паре предпочтительнее стальной) и управляется регулятором при посредстве рычагов T и H . Бронзовые¹ сопла имеют конусообразный вид, снабжены каждое иглообразным клапаном с маховичком и могут, таким образом, открываться и закрываться вручную. Число сопел в зависимости от размеров турбины колеблется от 2 до 15. Располагают их по возможности не по всей окружности, а группируют в одном месте для уменьшения вентиляционной потери. В турбинах, работающих и на конденсацию и на атмосферу, дается два комплекта сопел разных размеров.



Фиг. 188. Турбина Лавала.

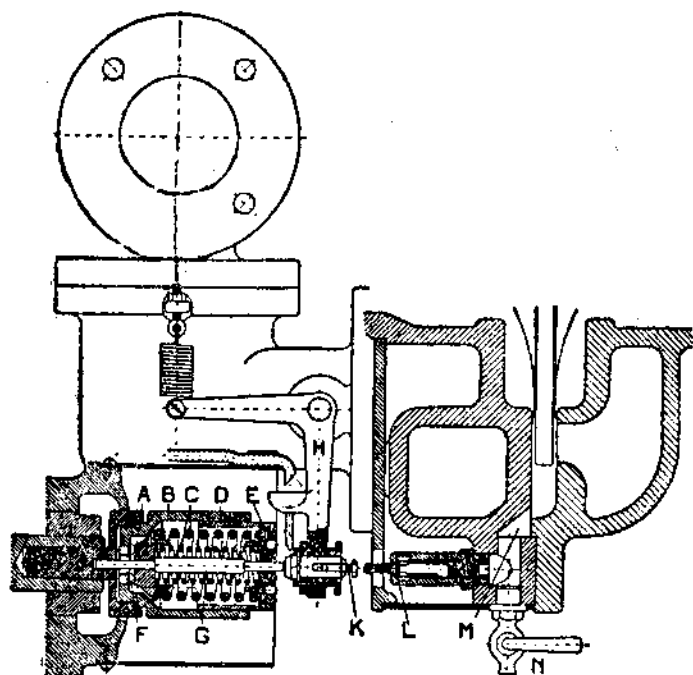
Рабочее колесо выполнено в виде диска равного сопротивления из ковanej стали. В дисках больших турбин отверстия для вала не делают (чтобы не ослаблять диск), а вал скрепляется с диском при помощи фланцев, откованных заодно с валом.

Вал из лучшей мартеновской стали работает при числе оборотов выше критического, а потому рассчитан как гибкий вал. Как известно из теории сопротивления материалов, такой вал при числе оборотов, превышающем критическое, стремится к вращению вокруг оси, проходящей через его центр тяжести, и с увеличением числа оборотов вибрации, возникшие при проходе через критическое число оборотов, уменьшаются.

¹ Для перегретого пара рекомендуются стальные.

Для осуществления „гибкости“ вала расстояние между опорами его сделано довольно значительным, и подшипники снабжены шаровыми вкладышами *G* и *I*, подвижными в осевом направлении. Сдвигу препятствуют пружины, опирающиеся в крышки подшипников.

Рабочая лопатка турбины 500 л. с. представлена на фиг. 191¹. Лопатки штампуются из стали в горячем состоянии. На ободе диска фрезеруются канавки, параллельные оси диска, в которые вставляются хвосты лопаток и слегка расклепываются. Лопатки достаточно массивны, утолщаются книзу, а вполне надежная заделка их позволяет в то же время легкую смену отдельных лопа-



Фиг. 189. Регулятор турбины Лавала.

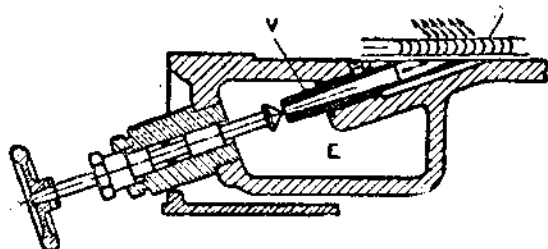
ток в случае износа их. Выступы на верхней части лопаток образуют непрерывный бандаж, препятствующий рассеянию пара.

Уплотнения при работе на атмосферу отсутствуют.

Конструкция регулятора турбины изображена на фиг. 189, а общее его расположение видно на фиг. 188. Регулятор расположен на валу зубчатой передачи и состоит из двух маятников *B* (фиг. 189), представляющих вместе как бы стакан, разрезанный вдоль оси на две части. Призмами *A* маятники опираются на тарелку, насаженную на вал. Пружины *C* заставляют маятники держаться в сближенном положении. В то же время пружина *S*, притягивающая угловой рычаг *T* (фиг. 188) или *H* (фиг. 189), дер-

¹ Pohlhausen. Dampfturbinen, стр. 69.

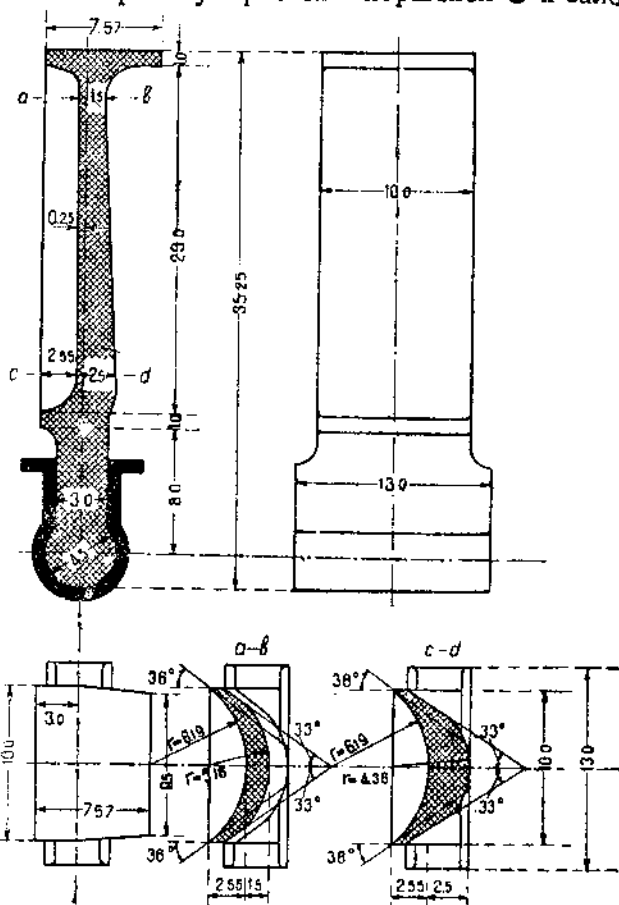
жит дроссельный клапан D (фиг. 186) открытым. При возрастании числа оборотов турбины центробежная сила маятников преодолевает силу пружин C , маятники расходятся и выдвигают вправо штифт G , который поворачивает угловой рычаг H и прикрывает дроссельный клапан. Уменьшившееся вследствие торможения пара число оборотов турбины возвращает маятники в исходное положение.



Фиг. 190. Сопло турбины Лавалья.

В турбинах, работающих на конденсацию, регулятор снабжается приспособлением, играющим роль предохранительного выключателя на случай разбега турбины. Приспособление это показано на фиг. 189. Штифт G упирается в поршень O и заложенную под ним пружину P . Последняя сильнее пружины S , а потому при небольших размахах маятников процесс регулирования происходит так, как было описано выше. При резком же повышении числа оборотов пружина P под давлением штифта G сжимается, поршень O сдвигается и открывает клапан L , впускающий воздух в корпус турбины. Нарушение вакуума при этом быстро снижает число оборотов турбины.

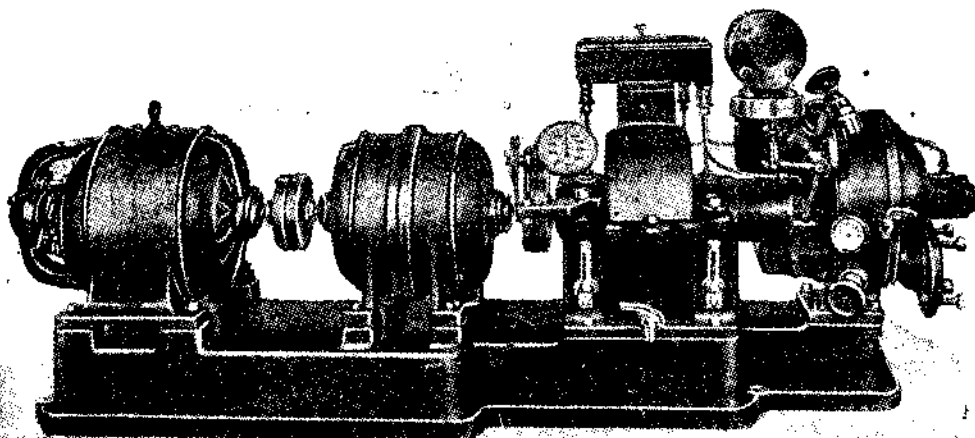
Зубчатый редуктор выполняется с отношением $1:10 \div 1:14$. Шаг зацепления делается очень небольшим, длина зубца значительная благодаря елочной нарезке зубьев. Центр боль-



Фиг. 191. Лопатка турбины Лаваль.

шой шестерни изготовлен из литой стали, зубцы же выфрезерованы на ободе, надетом нагорячо и изготовленном из кованой (иногда хромоникелевой) стали. Шестерни работают в чугунном разъемном корпусе, в котором налито масло.

Жесткий ¹ вал большой шестерни покоится в двух подшипниках Р с кольцевой смазкой. Муфта О служит для сцепления с генератором. При больших мощностях турбины больших шестерен делали две по обе стороны от малой, вследствие чего приходилось ставить два генератора. При тщательном изготовлении зубчатых колес, незначительном давлении на зубец и работе в масля-



Фиг. 192. Турбина Лавала с центробежным насосом.

ной ванне снашиваемость зубцов минимальна, а к. п. д. редуктора достаточно высок (до 98%).

Для привода некоторых быстроходных машин (центробежных насосов, вентиляторов) турбины Лавала применяются без зубчатого редуктора.

На фиг. 192 приведена фотография турбины Лавала, работающей с редуктором на два генератора. Справа видна турбина (вверху — маховичок к одному из сопел), далее редуктор с расположенной на нем центральной масленкой, слева — генераторы (2 и 4,5 квт).

Ниже следующая таблица указывает основные размеры турбин Лавала и гарантированные цифры расхода пара по данным завода Гумбольдта в Германии (Maschinenbauanstalt Humboldt in Kalk) ².

¹ В отличие от гибкого вала турбины.

² Заимствована из Pohlhausen'a Dampfturbinen, стр. 48. В настоящее время завод Гумбольдта турбин не строит.

Таблица 11

Основные размеры и гарантированный расход пара турбин Лавала завода Гумбольдта

Эффективная мощность		Число оборотов в минуту		Средний диаметр диска d мм	Расход пара на 1 л. с. ч. и относительно-эффективный к. п. д. при сухом насыщенном паре $p_0=10$ атм			
турбины N_0 л. с.	генератора N_0 квт	турбины	зубчатой передачи		Работа на атмосфере $p_2=1$ атм		Работа с конденс. $p_2=0,03$ атм	
					d_e кг	η_{oe}	d_e кг	η_{oe}
3	1,65	30 000	3 000	100	24,2	0,28	—	—
5	3,05	30 000	3 000	100	24,2	0,28	15,3	0,24
10	6,11	24 000	2 400	150	23,0	0,295	12,5	0,295
15	9,42	24 000	2 400	150	20,9	0,325	12,1	0,305
20	12,58	20 000	2 000	200	20,5	0,33	10,4	0,355
30	19,14	20 000	2 000	200	18,7	0,36	10,1	0,365
50	32,25	15 000	1 500	300	18,2	0,37	9,7	0,375
75	48,50	12 500	1 250	300	17,2	0,393	9,5	0,383
100	66,00	10 000	1 050	500	(18,3)	(0,37)	8,4	0,433
				400	16,0	0,42	9,5	0,383
150	100,00	10 000	1 050	500	16,3	0,415	8,2	0,443
				400	15,2	0,445	—	—
225	148,00	10 000	1 000	620	16,0	0,42	7,7	0,47
300	200,00	10 400	750	760	18,5	0,365	7,25	0,5

Расход пара относится к полной нагрузке и возрастает

при $\frac{3}{4}$ нагрузке на $2 \div 4\%$
 " $\frac{1}{2}$ " " $6 \div 12\%$
 " $\frac{1}{4}$ " " $12 \div 25\%$

Таблица 12¹

Данные испытаний турбин Лавала

Эффективная мощность N_0 л. с.	Относительно-эффективный к. п. д. η_{oe}	Ссылка на первоисточник
Насыщенный пар и конденсация		
64	0,452	Musil, Dampfmaschinen.
160	0,503	Z. f. d. g. T., 1905, стр. 348
165	0,522	Musil.
197	0,595	Z. f. d. g. T., 1906, стр. 221.
200	0,6	Опыты Делапорта
246	0,623	Опыты Витца
Перегретый пар и конденсация		
50	0,45	Z. d. V. d. I. 1901, стр. 1679.
100	0,551	Musil.
113	0,475	Z. d. V. d. I. 1905, стр. 1878.
120	0,513	" 1901, стр. 1679.
121	0,463	" 1905, стр. 1858.
300	0,575	Musil.
342	0,554	Z. d. V. d. I. 1901, стр. 150.

¹ Заимствована из Pohlhausen'a, стр. 70.

Расход энергии на работу конденсации не принят во внимание.

С учетом его расход пара возрастает на $3 \div 5\%$ для больших турбин, $5 \div 10\%$ — для малых турбин.

При перегреве пара расход его уменьшается на $4 \div 7\%$ на каждые 50° перегрева.

Что касается данных испытаний турбин Лавалья, то таковые сгруппированы в табл. 12, где указана величина относительно-эффективного к. п. д. и сделана ссылка на первоисточник.

2. Форшалт-турбина Рато

Завод Рато (Société Rateau, Paris) известен постройкой активных многоступенчатых турбин по принципу французского академика Рато, впервые (одновременно с Целли) предложившего конструкции многоступенчатых турбин.

Изображенная на фиг. 193 турбина выполнена одноступенчатой в связи с небольшим перепадом тепла (порядка 50 кал/кг), перерабатываемым ею.

Турбина работает паром 30 атм , 400° с противодавлением $14,5 \text{ атм}$ и развивает мощность до 800 квт при 12000 об/мин . Отработавшим паром питается турбогенератор 6000 квт , по отношению к которому рассматриваемая конструкция и является форшалт-турбиной.

Рабочий диск турбины 1 для уменьшения потерь на трение в паре с небольшим зазором охватывается корпусом. Сопла 2 выполнены в виде фрезерованных сегментов, вставками 3 прижимаемых к корпусу турбины. Рабочие лопатки 4 укреплены при помощи вильчатой ножки (см. § 5).

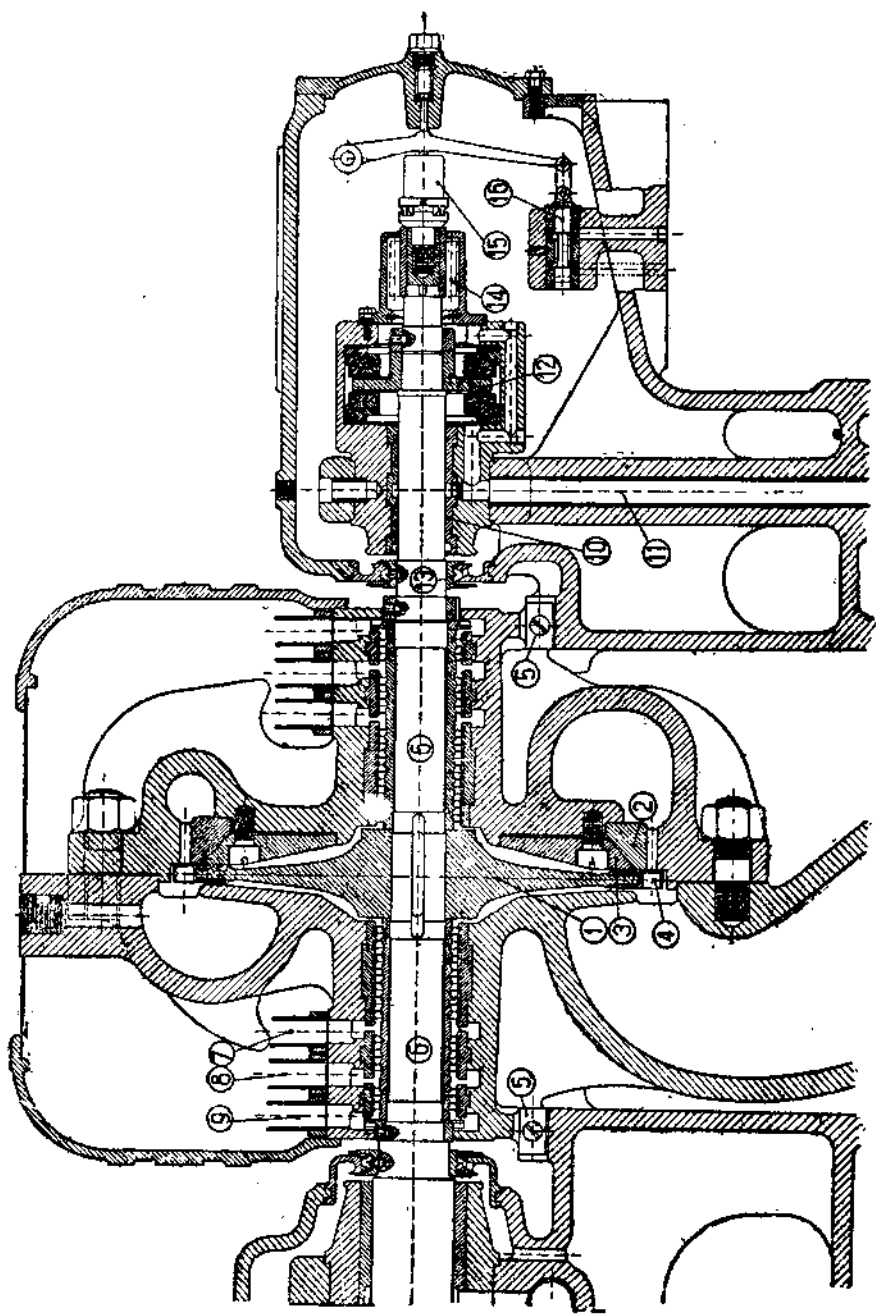
Корпус турбины, разъемный как в горизонтальной, так и в вертикальной плоскостях, опирается на стойки подшипников и снабжен направляющими шпонками 5, позволяющими корпусу расширяться от нагрева в обе стороны.

Длинные лабиринтовые уплотнения 6 работают в совершенно одинаковых условиях (от $14,5$ до 1 атм) и в связи с большим пропуском пара снабжены каждое тремя трубами для отвода пара (7, 8, 9). Труба № 9 является вестовой.

Передний подшипник 10 скомбинирован вместе с упорным подшипником Мичеля 12. По каналу 11 подается масло для обоих подшипников. Кольцо 13 препятствует разбрызгиванию масла наружу и в то же время защищает подшипник от проникновения к нему пара из лабиринта.

Шестерней 14 приводится центробежный регулятор (на чертеже не показанный).

Скоростной выключатель 15 снабжен масляным приводом при посредстве золотничка 16. Этот золотничок перемещается также при сдвиге ротора турбины (в случае выплавления упорного подшипника), приводя и в этом случае турбину к остановке.

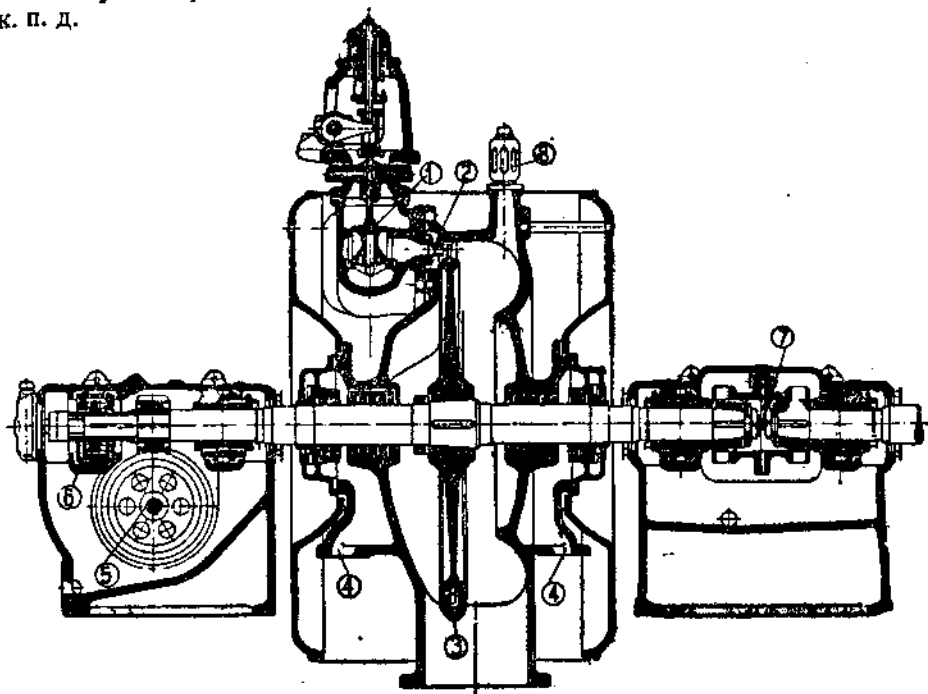


Фиг. 193. Форшалъ-турбина Рато $N_9 = 800$ кет, $n = 12\,000$.

3. Турбина Маффей (A. G. Maffei, München)¹

Изображенная на фиг. 194 турбина выполняется одноступенчатой также лишь потому, что она, работая с противодавлением, имеет небольшой перепад тепла.

В отличие от предыдущих конструкций турбина сконструирована на 3000 об/мин и имеет значительный диаметр диска. Это обстоятельство обуславливает малую высоту сопел и лопаток и незначительную парциальность, а потому неблагоприятно влияет на к. п. д.



Фиг. 194. Турбина с противодавлением завода Маффей.

Пар поступает в турбину через ряд клапанов 1 соплового регулирования. К клапанной коробке привернут сопловой сегмент 2. В той части, где сопел нет, диск вращается в корыте 3, наличие которого снижает вентиляционную потерю.

Корпус турбины опирается на фундаментную плиту боковыми лапами, видными на фиг. 230. Уплотнения образованы угольными кольцами; просачивающийся пар отводится через патрубки 4.

Центробежный регулятор находится на горизонтальном валу 5. Спереди находится упорный подшипник Мичеля 6. Опорных подшипников в турбогенераторе — пять. Необходимость постановки двух средних подшипников (а не одного) вызвана наличием подвижной (а не жесткой) муфты 7.

¹ В настоящее время этот завод паровых турбин не строит.

ТУРБИНА СО СТУПЕНЯМИ СКОРОСТИ

§ 41. Общая характеристика

Общее понятие о турбинах со ступенями скорости уже было дано в первой части книги.

Диски Кертиса как самостоятельные единицы встречаются, главным образом, в области мелких мощностей, как вспомогательные машины, — например, для привода конденсационных насосов, для освещения на судах и т. п. Кроме того, при работе с использованием отработавшего пара часто турбины выполняются в виде однодисковой конструкции со ступенями скорости, но только в том случае, если весь отработавший пар может быть использован на производстве, а повышение мощности путем увеличения ее к. п. д. не представляет каких-либо выгод. Впрочем и турбины с противодавлением чаще выполняются многоступенчатыми.

Значительную область составляет применение диска со ступенями скорости в качестве первой ступени давления многоступенчатых турбин как активных, так и реактивных. Значительный перепад давления и температуры пара в соплах диска Кертиса облегчает конструкцию корпуса такой турбины и улучшает работу последующих ступеней, что имеет особенное значение для реактивных турбин (такая конструкция широко применяется, например, фирмой Броун-Бовери).

Кроме значительного перепада давления и температуры в соплах к достоинствам турбин, состоящих только из ступеней скорости, нужно отнести: а) простоту конструкции, малые размеры и вес турбины и связанную с этим дешевизну; б) возможность работы с не очень большой окружной скоростью.

Недостатком диска Кертиса является его сравнительно низкий к. п. д.

§ 42. Изображение теплового процесса турбины в i -с-диаграмме

Изображение теплового процесса активной однодисковой турбины со ступенями скорости аналогично изображению такого же процесса одноступенчатой турбины Лавала (см. предыдущую главу).

Пар расширяется в соплах турбины от начального давления p_0 до величины p_1 , равной конечному давлению p_2 , что изображается в i -с-диаграмме политродой расширения A_0A_1 (фиг. 195). Величина h_{01} , отложенная на основной адиабате от точки A_1 вверх, представляет потерю энергии в соплах турбины, выраженную в тепловых единицах.

Начиная от точки A_1 , процесс протекает на лопатках диска Кертиса при постоянном давлении. На лопатках первой ступени скорости имеют место те же потери энергии, что и на лопатках одновенечной турбины, соответственно чему на фиг. 195 вверх по адиабате отложен отрезок h_{a1} . Вслед за этим пар поступает в направляющие лопатки диска Кертиса, в которых также теряется

которая часть энергии, что учитывается на диаграмме отрезком h_n . перечисленным потерям прибавляются: потеря энергии на втором венце рабочих лопаток h_a , выходная потеря h_e и, наконец, потеря на трение диска в паре и вентиляцию h_{ma} . Конечная точка процесса C лежит на изобаре p_1 .

Таким образом состояние пара по выходе из сопла характеризуется на i -с-диаграмме точкой A_1 (фиг. 195), состояние пара при выходе из первой ступени скорости — точкой A_2 . Точка A_1' определяет состояние пара за направляющими лопатками, точка A_2' — за рабочими лопатками второй ступени скорости.

При проектировании дисков Кертиса зачастую возникают известные затруднения, выражающиеся в чрезмерном развитии высоты лопаток при выходе из турбины.

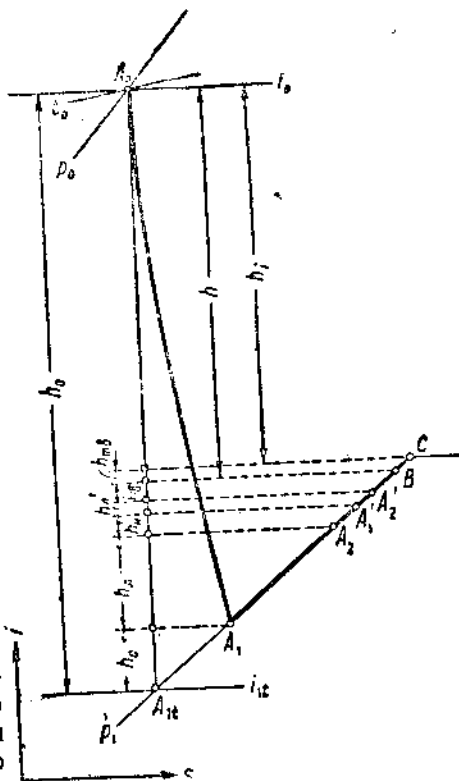
Быстрое возрастание высот лопаток диска Кертиса по направлению движения пара объясняется уменьшением скоростей пара и необходимостью (в целях получения не слишком низкого к. п. д.) лишь постепенного увеличения углов α и β . Как было показано в § 23, высота любой лопатки может быть найдена по следующей формуле:

$$l = \frac{kGv}{\pi d c_a},$$

где k — коэффициент сужения проходного сечения междулопаточных каналов за счет ширины кромок лопаток;
 G — секундный расход пара (кг/сек);
 d — диаметр средней окружности лопаток (м);
 c_a — составляющая абсолютной скорости пара, параллельная оси турбины (м/сек).

Пренебрегая крайне незначительным изменением удельного объема пара на венце диска Кертиса, а также не принимая во внимание некоторую (тоже небольшую) разницу в величине коэффициента k , можно сказать, что высота лопатки будет тем больше, чем меньше будут абсолютная скорость пара и угол, образуемый вектором этой скорости с плоскостью вращения.

Помимо того, что резкое возрастание высот лопаток представляет значительные конструктивные неудобства, при сильно расхо-



Фиг. 195. Тепловой процесс турбины с двумя ступенями скорости в i -с-диаграмме.

дящемся радиальном профиле увеличиваются потери энергии на лопатках, и весь процесс течения пара настолько искажается, что обычный способ расчета и обычные значения коэффициентов скорости становятся неприменимыми.

Можно добиться получения конструктивно-удобного профиля проточной части турбины надлежащим профилированием лопаток, обуславливающим величины углов, под которыми направляется струя пара. Часто, однако, при этом не удается получить доста-

точно высокого к. п. д.

Другой способ конструирования диска Кертиса при условии благоприятных соотношений радиальных размеров лопаток состоит в допущении небольшой степени реакции на втором рабочем венце, а иногда и в направляющем венце лопаток¹. Если диск Кертиса имеет три ступени скорости, то небольшая степень реакции может быть допущена во второй и третьей ступенях.

Тепловой процесс турбины в этом случае изобразится в i -с-диаграмме несколько иным образом. На фиг. 196 сделано построение для двухступенчатого диска Кертиса при наличии реакции в направляющих лопатках и во втором рабочем венце. Адиабата A_0A_{1t} и политропа A_0A_1 , как и на фиг. 195, представляют теоретический и действительный процессы расширения пара в соплах турбины. Изобара A_1C представляет рабочий процесс

Фиг. 196. Тепловой процесс двухступенчатого диска Кертиса с небольшой степенью реактивности в направляющих лопатках и во втором рабочем венце.

на лопатках первой ступени скорости. В направляющих лопатках происходит добавочное падение давления за счет небольшой реактивности этого венца.

Развивающаяся при этом скорость плюс скорость выхода пара из первого рабочего венца используются на рабочих лопатках второй ступени скорости. Но в свою очередь на втором рабочем венце снова происходит некоторое понижение давления и развивается скорость за счет небольшой реактивности лопаток второй сту-

¹ Хотя отдел о реактивных турбинах по плану книги расположен дальше, мы считаем полезным для цельности изложения рассмотреть вопросы о легкой реактивности диска Кертиса в настоящем разделе, имея в виду, что общее понятие о реактивном процессе уже дано в § 3 и 20.

пени. Таким образом в приведенном примере работа на лопатках второй ступени получается не только за счет кинетической энергии, которой еще обладает пар при выходе из первого рабочего венца, но, кроме того, за счет добавочной кинетической энергии, приобретенной паром при проходе через направляющие лопатки, а также в самых рабочих лопатках второй ступени скорости.

В результате весь процесс в is -диаграмме протекает по кривой $A_0A_1CC_1C_2C_3$ (фиг. 196).

Характер протекания кривой зависит, с одной стороны, от коэффициентов потерь на рабочих лопатках и в направляющих аппаратах, с другой стороны, от величины реакции на отдельных венцах диска Кертиса.

Степень реактивности, которую допускают в дисках Кертиса, может доходить до 10—15% (более высокие значения — для последнего венца).

§ 43. Изменение скорости пара при проходе через турбину и скоростные диаграммы

Рассмотрим сначала диск Кертиса, работающий по чисто активному принципу.

На фиг. 197 представлена общая схема венца с двумя ступенями скорости с нанесением абсолютных и относительных скоростей пара.

Обозначения приняты аналогичные одноступенчатой турбине. Величины скоростей и углов, относящиеся ко второй ступени, снабжены одним штрихом (например c_1'), к третьей ступени — двумя штрихами (c_1'') и т. д.

Пар поступает из сопел на лопатки рабочего колеса со скоростью $c_1 = \varphi c_{1t}$ под углом α_1 . Относительная скорость входа, получаемая геометрическим вычитанием окружной скорости u , имеет величину w_1 и направлена под углом β_1 . Под этим (или несколько большим) углом должна быть наклонена входная кромка спинки лопатки.

Относительная скорость выхода

$$w_2 = \psi w_1$$

наклонена под углом β_2 .

Сложенная с окружной скоростью скорость w_2 дает абсолютную скорость выхода c_2 под углом α_2 .

Обозначим скоростной коэффициент направляющих лопаток ψ_n . Тогда скорость выхода из направляющего аппарата

$$c_1' = \psi_n c_2.$$

Эта величина является также абсолютной скоростью входа на вторую ступень рабочих лопаток. Наклонена она под углом α_1' . Дальнейшее изменение скорости пара происходит таким же образом, как и в первой ступени,

$$w_1' = \psi' w_2',$$

причем ψ обозначает скоростной коэффициент на лопатках второй ступени.

Для третьей ступени таким же образом

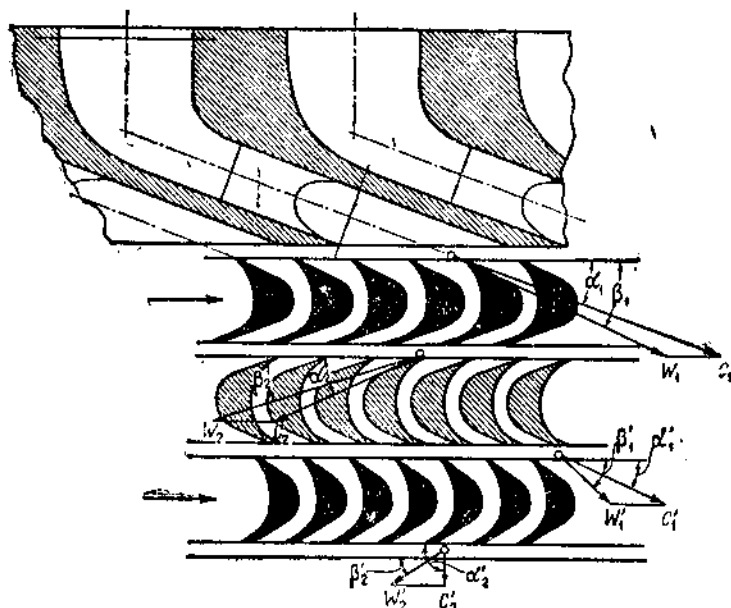
$$c_1'' = \psi_2' c_2',$$

$$w_2'' = \psi_2'' w_1'.$$

Угол наклона сопел обычно выбирают

$$\alpha_1 = 18^\circ \div 25^\circ.$$

Что касается остальных углов, то при выборе их можно исходить из различных соображений.



Фиг. 197. Схема лопаточного аппарата диска Кертиса.

Треугольники скоростей с вершинами, перенесенными в одну точку, для общего случая (все углы разные) изображены на фиг. 198. Часто делают

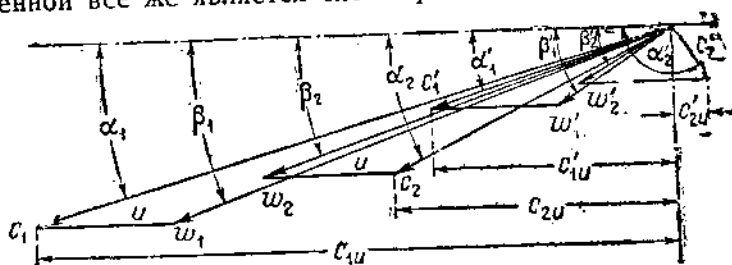
$$\beta_2 < \beta_1,$$

$$\alpha_1' > \alpha_1.$$

Высокий к. п. д. получается при схеме по фиг. 199, когда $\alpha_1 = \alpha_1' = \beta_2 = \beta_2'$. Однако в этом случае благодаря незначительности выходных углов β_2 рабочие лопатки получаются чрезмерно широкими, и высота их при выходе значительно превышает высоту при входе.

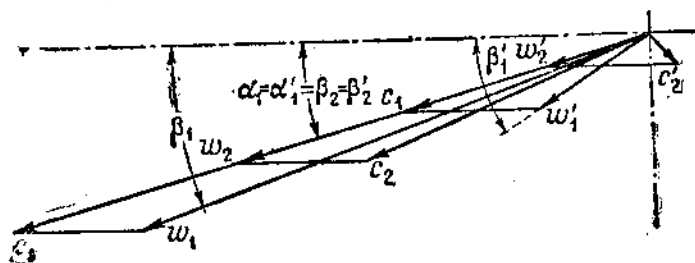
Конструктивно удобна схема фиг. 200, при которой и рабочие и направляющие лопатки симметричны ($\beta_1 = \beta_2$ и $\alpha_2 = \alpha_1'$). Однако эта схема дает более низкий к. п. д., чем предыдущие.

Иногда применяется схема фиг. 201, требующая, однако, более или менее значительных углов $\alpha_1 = \alpha'_1$. Поэтому, наиболее распространенной все же является схема фиг. 198.



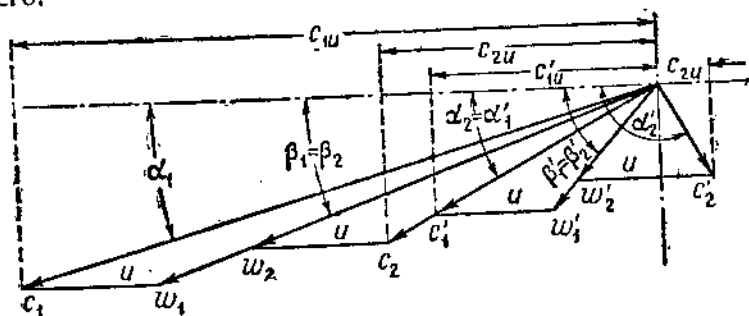
Фиг. 198. Схема скоростных треугольников.

При наличии некоторой степени реактивности соотношение скоростей и вид скоростных диаграмм несколько изменяются. Разберем случай, соответствующий фиг. 196. Здесь аналогично преды-



Фиг. 199. Схема скоростных треугольников.

дущему скорость пара при выходе из сопла $c_1 = \varphi c_{1u}$. Ввиду того что первый венец работает по активному принципу, построение треугольников для первой ступени скорости не отличается от предыдущего.



Фиг. 200. Схема скоростных треугольников.

Переходя к направляющему венцу, находим, что в нем, с одной стороны, имеет место потеря скоростного напора, как в любом лопаточном канале, с другой стороны — возрастание абсолютной

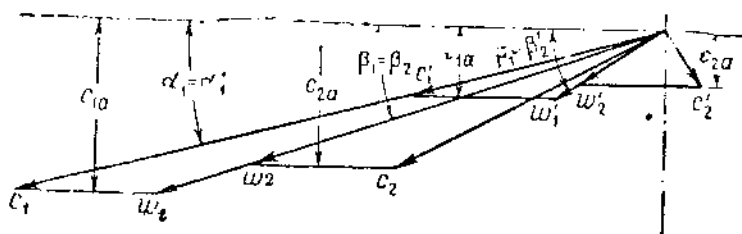
скорости c_2 вследствие падения давления с p_1 до p_1' в направляющих каналах.

Увеличение скорости вследствие перепада давления $p_1 - p_1'$ может быть найдено из уравнения

$$\frac{A}{2g} (c_{1t}'^2 - c_2^2) = h_0'',$$

где h_0'' — адиабатический перепад тепла в направляющих лопатках (фиг. 196). Отсюда теоретическая скорость, развитая в направляющем аппарате,

$$c_{1t}' = \sqrt{c_2^2 + \frac{2g}{A} h_0''}.$$



Фиг. 201. Схема скоростных треугольников.

Обозначая степень реактивности через ρ_n , общий адиабатический перепад тепла для диска Кертиса в целом — через h_0 и подставляя численные значения g и A , можем написать

$$c_{1t}' = \sqrt{c_2^2 + 8380 \rho_n h_0}. \quad (168)$$

Очевидно, что действительная скорость при выходе из направляющего аппарата (или при входе на лопатки второй ступени скорости) будет

$$c_1' = \psi_n c_{1t}' = \psi_n \sqrt{c_2^2 + 8380 \rho_n h_0}. \quad (169)$$

При степени реактивности $\rho_n = 0$ из этих формул получаем уже знакомые нам соотношения для чисто активного процесса.

Возможны три случая:

- 1) $c_1' > c_2$, когда увеличение скорости вследствие добавочного перепада давления больше, чем уменьшение ее вследствие потерь.
- 2) $c_1' < c_2$, когда увеличение скорости вследствие добавочного перепада давления меньше, чем потери.
- 3) $c_1' = c_2$ — при равенстве упомянутых величин.

На фиг. 202 предполагается первый случай, и следовательно, $c_1' > c_2$.

Для рабочего венца второй ступени скорости можно повторить все эти рассуждения, причем в формулы (168) и (169) вместо абсо-

лутных скоростей пара следует подставить относительные скорости, w_1' и w_2' . Тогда

$$w_{2t}' = \sqrt{w_1'^2 + \frac{2g}{A} h_0'''},$$

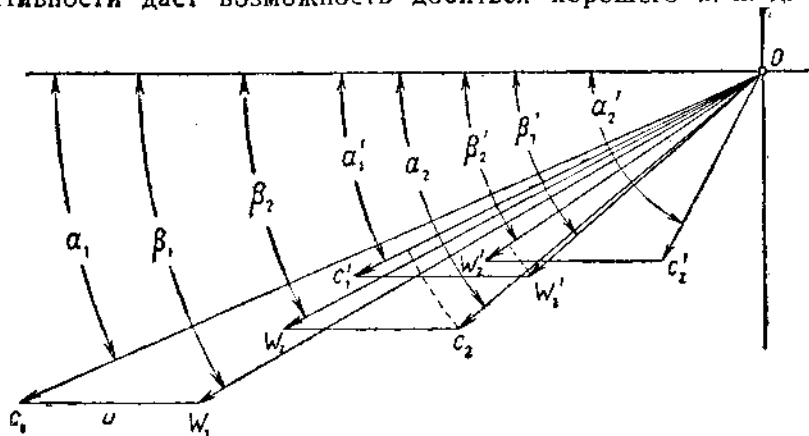
или

$$w_{2t}' = \sqrt{w_1'^2 + 8380 \rho_2 h_0},$$

$$w_2' = \psi' w_{2t}' = \psi' \sqrt{w_1'^2 + 8380 \rho_2 h_0}. \quad (170)$$

Треугольники скоростей для второго рабочего венца построены в предположении $w_2' > w_1'$ (фиг. 202).

Изменение скоростей пара вследствие введения небольшой реактивности дает возможность добиться хорошего к. п. д. тур-



Фиг. 202. Треугольники скоростей диска Кертиса с небольшой степенью реактивности.

бины, получая вместе с тем наиболее удобные профили проточной части.

Однако, вводя реактивный принцип в процесс диска Кертиса, необходимо помнить, что даже при небольшой степени реактивности возникает потеря пара через радиальные зазоры между лопатками и корпусом турбины. Особенное значение это имеет для дисков Кертиса, которые работают в области более или менее высоких давлений.

Однако небольшая разность давлений по обе стороны лопатки компенсирует потерю от подсоса (см. § 21); поэтому все-таки применение небольшой реакции в ступенях диска Кертиса в большинстве случаев целесообразно.

§ 44. Работа на венце диска Кертиса

Работа, отдаваемая венцу диска Кертиса, складывается из работ отдельных ступеней скорости:

$$L_a = L_{a1} + L_{a2} + L_{a3} + \dots$$

Величины $L_{a1}, L_{a2}, \dots$ определяются так же, как и для случая одноступенчатой турбины (см. § 36). По формуле (154)

$$L_{a1} = \frac{u}{g} (c_{1u} \pm c_{2u}). \quad (171)$$

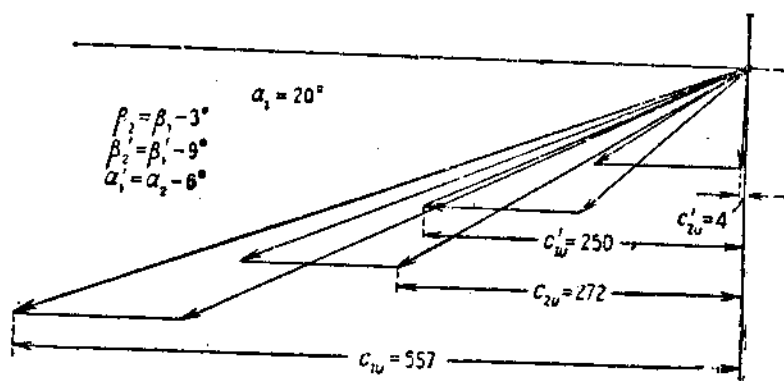
Таким же образом

$$L_{a2} = \frac{u}{g} (c'_{1u} \pm c'_{2u}). \quad (172)$$

(фиг. 198) и т. д.

Поэтому

$$L_a = \frac{u}{g} (c_{1u} \pm c_{2u} + c'_{1u} \pm c'_{2u} + \dots) = \frac{u}{g} \sum (c_{1u} \pm c_{2u}). \quad (173)$$



Фиг. 203. Треугольники скоростей двухступенчатого диска Кертиса (к вопросу о распределении работы).

Знаки (+) ставятся в том случае, когда $\alpha_2 < 90^\circ$, знаки (—), когда $\alpha_2 > 90^\circ$.

c_{1u}, c_{2u} и т. д. суть проекции векторов абсолютной скорости пара при входе и выходе из каждого рабочего венца на плоскость вращения диска.

Из формул (171) и (172) следует, что работа, получаемая на венцах диска Кертиса, неодинакова для всех ступеней скорости. Действительно, каждое слагаемое в последнем выражении представляет произведение абсолютной скорости пара на косинус соответствующего угла, следовательно, чем меньше угол вектора абсолютной скорости с направлением вращения и чем больше значение самой абсолютной скорости пара, тем больше удельный вес данного слагаемого в выражении работы.

Так как абсолютные скорости пара больше, а соответствующие углы меньше для первой ступени диска Кертиса, чем для последующих, то большая часть работы, отдаваемой на окружности диска, будет приходиться на первую ступень скорости.

Распределение работы между ступенями скорости зависит от входного угла первой ступени α_1 и от принципа построения плана

скоростей (см. предыдущий параграф). Пусть, например, адиабатический перепад тепла в соплах турбины Кертиса $h_0 = 47,5$ кал/кг. Принимая для сопел $\varphi = 0,95$, найдем, что абсолютная скорость пара при входе на лопатки

$$c_1 = 91,5 \varphi \sqrt{h_0} = 87 \sqrt{47,5} = 600 \text{ м/сек.}$$

Пусть, кроме того, $\alpha_1 = 20^\circ$, $\beta_2 = \beta_1 - 3^\circ$, $\alpha'_1 = \alpha_2 - 6^\circ$, $\beta'_2 = \beta'_1 - 9^\circ$ (план скоростей построен по принципу прогрессии: 3, 6, 9 [3], фиг. 203).

При отношении $\frac{u}{c_1} = 0,20$ найдем окружную скорость $u = 0,20 c_1 = 120$ м/сек.

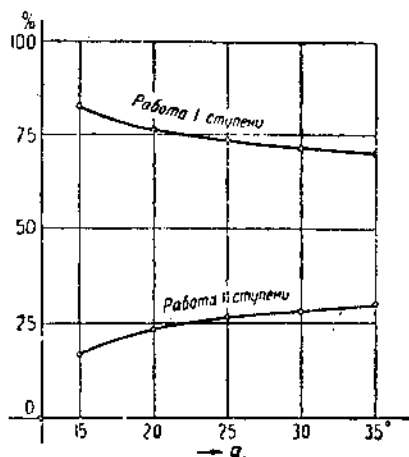
Величины c_{1u} , c_{2u} и т. д. можно найти непосредственным измерением по диаграмме, либо вычислить из соотношений:

$$c_{1u} = c_1 \cos \alpha_1 = 557 \text{ м/сек,}$$

$$c_{2u} = c_2 \cos \alpha_2 = 272 \text{ м/сек,}$$

$$c'_{1u} = c'_1 \cos \alpha'_1 = 250 \text{ м/сек,}$$

$$c'_{2u} = c'_2 \cos \alpha'_2 = 4 \text{ м/сек.}$$



Работа на первом венце лопаток

Фиг. 204. Диаграмма распределения работы на венце.

$$L_{\text{л1}} = \frac{u}{g} (c_{1u} + c_{2u}) = \frac{120}{9,81} (557 + 272) = 10\,100 \text{ кгм/кг,}$$

или $\frac{10\,100}{75} = 135 \text{ л. с.}$

Работа на втором венце лопаток

$$L_{\text{л2}} = \frac{120}{9,81} (250 + 4) = 3\,100 \text{ кгм/кг, или } \frac{3\,100}{75} = 41,3 \text{ л. с.}$$

Следовательно, здесь 76,6% всего количества работы производится в первой ступени скорости и только 23,4% — во второй ступени.

При разных значениях входного угла α_1 , но при одном и том же принципе построения плана скоростей и $\frac{u}{c_1} = 0,20$ получается распределение работы между ступенями двухвенечного диска Кертиса, изображенное на фиг. 204.

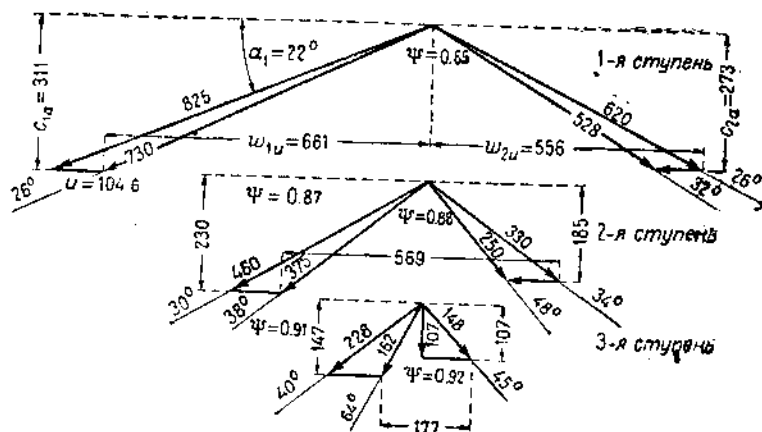
На схеме, изображенной на фиг. 200, на первый венец приходится 84% работы, а на второй венец — 16%.

В среднем для обычно встречающихся соотношений плана ско-

ростей первая ступень двухвального диска Кертиса производит 75—80% всей мощности, а вторая ступень — 20+25%.

При трех ступенях скорости последняя ступень загружена совсем слабо. Например, для диаграммы скоростей фиг. 205 получаем следующее распределение работы: первая ступень скорости производит 62% работы, вторая ступень — 29% работы и третья ступень — всего 9%.

Приведенными соображениями о распределении работы между ступенями скорости в значительной мере уясняется нецелесообразность применения большого числа ступеней скорости (обычно — не более двух, и в редких случаях — трех).



Фиг. 205. Треугольники скоростей трехступенчатого диска Кертиса.

Более равномерное распределение работы между ступенями скорости в известных пределах ведет к повышению к. п. д. диска Кертиса.

В то же время благоприятные конструктивные размеры проточной части могут быть сохранены при условии введения легкой реакции (о чем уже говорилось выше). Давая плавность проточной части, применение реактивного принципа обуславливает и увеличение доли работы, приходящейся на последние ступени, и повышение к. п. д.

§ 45. Коэффициент отдачи на венце

Коэффициент полезного действия, или коэффициент отдачи на вене диска Кертиса, как известно, представляет отношение количества работы, полученной на ободе диска, к располагаемой работе, т. е.

$$\eta_{o.a.} = \frac{L_a}{L_0} = \frac{2u \Sigma (c_{1u} + c_{2u})}{c_{1t}^2} \quad (174)$$

Формула (174) хотя и применима к любой из схем на фиг. 198—203, однако не всегда удобна для практических целей, в частности для отыскания наивыгоднейшего отношения $\frac{u}{c_1}$.

Проф. Банки упомянутая формула приведена к весьма удобному виду формулы (157), однако, лишь для одного частного случая, а именно для схемы по фиг. 200, дающей как раз по сравнению с прочими схемами наименьший к. п. д., а потому почти не применяемой.

Нами предлагается поэтому преобразование формулы (174) в общем виде, пригодное для любого очертания лопаток.

Из фиг. 198 ясно, что:

$$1) c_{1u} = c_1 \cos \alpha_1,$$

$$2) c_{2u} = w_2 \cos \beta_2 - u = \psi w_1 \cos \beta_2 - u = \psi w_1 \cos \beta_1 \cdot \frac{\cos \beta_2}{\cos \beta_1} - u = \\ = n \psi (c_1 \cos \alpha_1 - u) - u,$$

где

$$n = \frac{\cos \beta_2}{\cos \beta_1},$$

$$3) c'_{1u} = c'_1 \cos \alpha'_1 = \psi_n c_2 \cos \alpha'_1 = \psi_n c_2 \cos \alpha_2 \cdot \frac{\cos \alpha'_1}{\cos \alpha_2} = \\ = m \psi_n c_2 \cos \alpha_2 = m \psi_n [n \psi (c_1 \cos \alpha_1 - u) - u] = \\ = mn \psi_n \psi (c_1 \cos \alpha_1 - u) - m \psi_n u,$$

где

$$m = \frac{\cos \alpha'_1}{\cos \alpha_2},$$

$$4) c'_{2u} = w'_2 \cos \beta'_2 - u^1 = \psi' w'_1 \cos \beta'_1 \frac{\cos \beta'_2}{\cos \beta'_1} - u = \\ = n' \psi' (c'_1 \cos \alpha'_1 - u) - u = \\ = n' \psi' [mn \psi_n \psi (c_1 \cos \alpha_1 - u) - m \psi_n u - u] - u,$$

где

$$n' = \frac{\cos \beta'_2}{\cos \beta'_1}.$$

Поэтому, для турбины с двумя ступенями скорости

$$c_{1u} + c_{2u} + c'_{1u} + c'_{2u} = c_1 \cos \alpha_1 + n \psi c_1 \cos \alpha_1 - n \psi u - u + \\ + mn \psi_n \psi c_1 \cos \alpha_1 - mn \psi_n \psi u - m \psi_n u + mn n' \psi_n \psi \psi' c_1 \cos \alpha_1 - \\ - mn n' \psi_n \psi \psi' u - mn' \psi_n \psi' u - n' \psi' u - u = ac_1 \cos \alpha_1 - bu,$$

¹ Формула написана для случая (наиболее частого), когда угол $\alpha'_2 < 90^\circ$. При этом в формуле (174) член c'_{2u} надо будет взять со знаком +.

где приняты обозначения:

$$a = 1 + n\psi + mn\psi_n\psi + mnn'\psi_n\psi\psi' \quad (175)$$

$$b = 2 + n\psi + m\psi_n + n'\psi' + mn\psi_n\psi + mn'\psi_n\psi' + mnn'\psi_n\psi\psi'. \quad (176)$$

К такому же виду можно привести сумму всех c_{1n} и c_{2n} для диска Кертиса с тремя степенями скорости. Коэффициенты a и b будут определяться следующими формулами:

$$a = 1 + n\psi + mn\psi_n\psi + mnn'\psi_n\psi\psi' + \\ + mm'n\psi_n\psi_n'\psi\psi' + mm'n\psi_n\psi_n''\psi\psi'\psi'', \quad (175a)$$

$$b = 3 + n\psi + m\psi_n + n'\psi' + m'\psi'_n + n''\psi'' + mn\psi_n\psi + mn'\psi_n\psi' + \\ + m'n''\psi'_n\psi'' + m'n'\psi'_n\psi' + mnn'\psi_n\psi\psi' + mm'n'\psi_n\psi_n'\psi' + m'n'n''\psi'_n\psi'\psi'' + \\ + mm'n\psi_n\psi_n'\psi\psi' + mm'n'\psi_n\psi_n''\psi\psi'\psi'' + mm'n\psi_n\psi_n''\psi\psi'\psi''. \quad (176a)$$

С увеличением числа ступеней формулы для a и b становятся еще более сложными: так как, однако, число ступеней больше трех теперь обычно не применяется, формул этих мы приводить не будем.

С учетом вышеуказанного преобразования суммы всех c_{1n} и c_{2n} формула (173) принимает вид

$$L_A = \frac{u}{g} (ac_1 \cos \alpha_1 - bu), \quad (177)$$

а формула (174) —

$$\eta_{ол} = \frac{2\varphi^2 (ac_1 \cos \alpha_1 - bu) u}{c_1^2},$$

или

$$\eta_{ол} = 2\varphi^2 \left(a \cos \alpha_1 - b \frac{u}{c_1} \right) \frac{u}{c_1}. \quad (178)$$

Такой же самый вид имеет и формула Банки для диска Кертиса, но коэффициенты a и b в ней получают иные, чем у нас, значения, пригодные лишь для одного частного случая, когда угол $\beta_1 = \beta_2$, $\beta'_1 = \beta'_2$, $\alpha'_1 = \alpha_2$ (фиг. 200). Величины этих коэффициентов могут быть получены из наших формул, полагая в них $m = n = n' = \dots = 1$.

Например, для двухступенчатого диска Кертиса

$$a = 1 + \psi + \psi_n\psi + \psi_n\psi\psi', \quad (179)$$

$$b = 2 + \psi + \psi_n + \psi' + \psi_n\psi + \psi_n\psi' + \psi_n\psi\psi'. \quad (180)$$

Коэффициенты потерь ψ_n и ψ в большинстве случаев возрастают при переходе от первой ступени к последней. Объясняется это

увеличением сумм углов $\beta_1 + \beta_2$ (фиг. 126) и уменьшением скорости пара, что ясно видно из треугольников скоростей.

Часто, однако, для упрощения расчетов все коэффициенты потерь ψ_n и ψ принимают друг другу равными, выбирая для них некоторое среднее значение.

Для нахождения отношения $\frac{u}{c_1}$, соответствующего максимальной величине $\eta_{o,z}$, возьмем первую производную формулы (178) и приравняем ее нулю:

$$a \cos \alpha_1 - 2b \frac{u}{c_1} = 0,$$

$$\frac{u}{c_1} = \frac{a}{b} \cdot \frac{\cos \alpha_1}{2}. \quad (181)$$

Это выражение аналогично формуле (158), отличаясь лишь коэффициентом $\frac{a}{b}$.

Следовательно, наибольшее значение коэффициента отдачи

$$\eta_{o,z \max} = \frac{a^2}{b} \varphi^2 \frac{\cos^2 \alpha_1}{2}. \quad (182)$$

Для того чтобы выяснить, как влияет число ступеней z на величину наивыгоднейшего отношения $\frac{u}{c_1}$, положим для идеального случая в формулах (175) и (176): $m = n = n' = \dots = 1$ (схема по фиг. 200) и $\psi = \psi' = \psi_n = \psi'_n = \dots = 1$. Тогда для турбины с двумя ступенями скорости

$$\frac{a}{b} = \frac{1}{2},$$

для турбины с тремя ступенями

$$\frac{a}{b} = \frac{1}{3},$$

и вообще для турбины с z ступеней скорости

$$\frac{a}{b} = \frac{1}{z}.$$

Таким образом для идеального случая наивыгоднейшее

$$\frac{u}{c_1} = \frac{\cos \alpha_1}{2z},$$

т. е. в идеальной турбине со ступенями скорости при заданной скорости пара величина окружной скорости обратно пропорциональна числу ступеней.

В действительности, когда коэффициенты потери не равны единице,

$$\frac{a}{b} < \frac{1}{z},$$

поэтому и наимыгоднейшее отношение

$$\frac{u}{c_1} < \frac{\cos \alpha_1}{2z}.$$

Кроме того, необходимо иметь в виду, что действительно наимыгоднейшим отношением $\frac{u}{c_1}$ будет то, при котором достигает максимума относительно-внутренний к. п. д. η_{oi} , для чего, как будет показано ниже, отношение $\frac{u}{c_1}$ приходится брать еще меньшим.

Как и в одноступенчатой турбине, коэффициент отдачи η_{oa} возрастает при уменьшении угла α_1 лишь до некоторого предела. Этот предел зависит от величины скоростных коэффициентов ψ , которые уменьшаются (потери возрастают) при уменьшении угла α_1 , а следовательно, и $\beta_1 + \beta_2$ (фиг. 126).

На фиг. 206¹ представлены, например, графики изменения коэффициента η_{oa} в зависимости от $\frac{u}{c_1}$ для одно- двух- и трехступенчатого диска Кертиса при условии, что

$$\beta_1 = \beta_2; \quad \beta'_1 = \beta'_2; \quad \beta''_1 = \beta''_2;$$

$$\alpha'_1 = \alpha_2; \quad \alpha''_1 = \alpha'_2$$

(схема по фиг. 200),

$$\varphi = \psi_n = \psi'_n = 0,95.$$

Коэффициенты ψ приняты меняющимися в зависимости от $\beta_1 + \beta_2$ по средней кривой фиг. 126. Графики построены для трех величин угла α_1 :

$$10^\circ, 17^\circ \text{ и } 25^\circ.$$

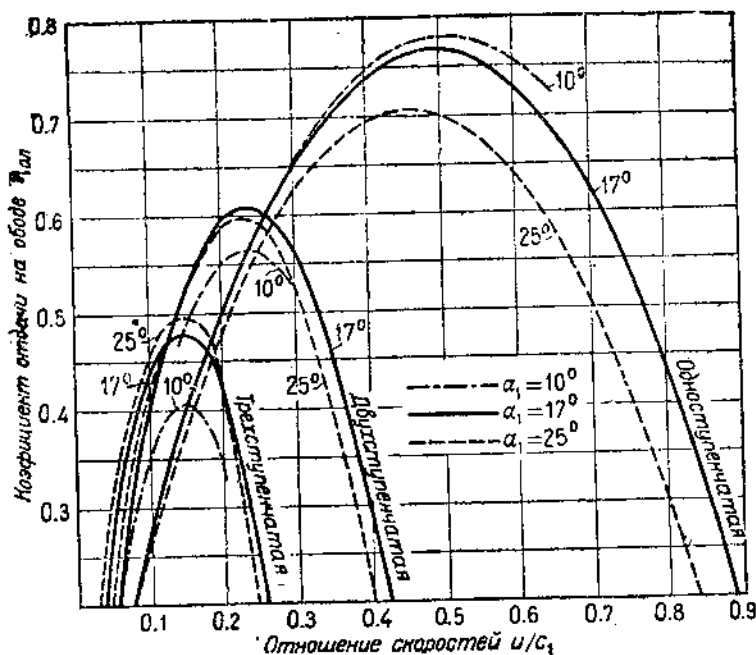
Для одноступенчатой турбины наимыгоднейшим углом α_1 из трех намеченных является 10° , хотя к. п. д. при этом и незначительно отличается от случая $\alpha_1 = 17^\circ$. Для двухступенчатого диска Кертиса наибольший к. п. д. дает угол 17° , а для трехступенчатого — 25° . Таким образом с увеличением числа ступеней величина скоростного коэффициента рабочих лопаток усиливает свое влияние на к. п. д. венца; этим отчасти объясняется то обстоятельство, что вообще в дисках Кертиса выбираются большие углы α_1 , чем в одноступенчатых турбинах.

На фиг. 206 ясно видно также, что к. п. д. турбины быстро убывает с увеличением числа ступеней скорости и что наимыгод-

¹ См. Stodola, стр. 194.

нейшее отношение $\frac{u}{c_1}$ уменьшается с увеличением числа ступеней.

Кривая η_{ol} для переменного значения коэффициентов ψ строится методом, аналогичным описанному в конце § 36. В случае приближенного построения кривой η_{ol} ($\psi = \text{const}$), величины ψ , ψ' , ψ_n выбираются по сумме углов и скоростям пара, найденным из треугольников скоростей: последние строятся для того отношения $\frac{u}{c_1}$, с которым работает турбина.



Фиг. 206. Коэффициент отдачи η_{ol} диска Кертиса с различным числом ступеней

§ 46. Относительно-внутренний к. п. д. действия

Определение этого коэффициента производится так же, как и для одноступенчатой турбины (§ 37):

$$\eta_{oi} \eta = \eta_{ol} - \xi_{ms},$$

где

$$\xi_{ms} = \frac{150 g \varphi^2 N_{ms}}{G c_1^2} = \rho x^4.$$

Значение коэффициента ρ то же, что и в § 37; нужно иметь лишь в виду, что коэффициент β , входящий в формулу (163), принимает

1 Такая зависимость получается при пользовании для N_{ms} формулой Форнера. Если N_{ms} определять по формуле Стодола, то коэффициент ρ приобретает другое значение, и величина x входит в пятой степени (см. § 48).

то или иное значение в зависимости от числа ступеней (см. стр. 147).

Для точного решения задачи необходимо построить график для η_{0a} ¹ согласно указаниям предыдущего параграфа (с принятием во внимание изменяемости коэффициентов ψ и вычестть графически кривую для ξ_{me} .

Построение будет иметь такой же вид, как на фиг. 181 для одноступенчатой турбины; однако точка пересечения кривых ξ_{me} и η_{0a} в большинстве случаев лежит значительно правее вершины параболы для η_{0a} . При большой мощности турбины и малой окружной скорости потери на трение диска и вентиляционная относительно так малы, что кривая для η_{0a} почти не отличается

от кривой для η_{0a} . В этом случае $\frac{u}{c_1}$, соответствующее максимуму η_{0a} , может быть принято за наивыгоднейшее отношение скоростей ².

Для турбины небольшой мощности с значительной окружной скоростью, в особенности, если при этом диск Кертиса работает в паре давления выше атмосферного, определять $\eta_{0a\max}$ и соответствующее ему отношение $\frac{u}{c_1}$ следует безусловно.

§ 47. Исследование диска Кертиса

При проектировании диска Кертиса стремятся достичь по мощности высокого к. п. д. Хороший к. п. д. достигается при некоторых определенных соотношениях углов и скоростей. Однако помимо выбора основных соотношений, дающих по расчету высокий к. п. д., необходимо учитывать, что при слишком резко искривленном профиле безусловно будут иметь место добавочные потери и истинный к. п. д. не будет соответствовать значению, полученному из расчета.

Поэтому выбранный при проектировании вариант, дающий по расчету хороший к. п. д., должен быть проверен на плавность профиля проточной части.

Надо сказать, что турбостроительные заводы благодаря накопленному опыту располагают установившимися в течение ряда лет данными, которые позволяют, не вдаваясь каждый раз в углубленные исследования вопроса, выбирать удачные значения основных величин, входящих в расчет. Мы, однако, задаемся целью проанализировать весь тот комплекс различных факторов, которые обуславливают получение „конструктивных“ и „неконструктивных“ профилей проточной части с высоким или, наоборот, с пониженным к. п. д.

Обращаясь к одной из вышеприведенных диаграмм скоростей (фиг. 198 ÷ 203, 205), мы видим, что величины c_{1u} , c_{2u} и т. д., которыми приходится пользоваться

¹ Величины η_{0a} можно определять или аналитически по формулам (175), (176), (178), или же строя для разных величин u треугольники скоростей и затем находя η_{0a} по формуле (174).

² Многие авторы, в том числе и Стодола, совершенно не учитывают разницы в $\frac{u}{c_1}$ для того и другого коэффициента.

для вычисления к. п. д. $\eta_{ол}$, определяются, во-первых, углом наклона сопел, или входным углом α_1 , во-вторых, принципом построения самого плана скоростей.

Если задан угол α_1 и выбрано отношение $\frac{u}{c_1}$, то угол относительной скорости β_1 определяется из условия

$$c_1 \sin \alpha_1 = w_1 \sin \beta_1,$$

откуда

$$\sin \beta_1 = \frac{c_1 \sin \alpha_1}{w_1}.$$

Но

$$w_1 = \sqrt{c_1^2 + u^2 - 2uc_1 \cos \alpha_1},$$

следовательно

$$\sin \beta_1 = \frac{c_1 \sin \alpha_1}{\sqrt{c_1^2 + u^2 - 2uc_1 \cos \alpha_1}}. \quad (183)$$

Можно определить β_1 и непосредственным построением входного треугольника на скоростях c_1 и u . Аналогичным образом углы α_2 , β_1' и α_2' зависят от углов β_2 , α_1' и β_2' .

Эти последние углы (β_2 , α_1' и β_2') могут быть выбраны произвольно, причем изменение этих углов влияет и на к. п. д. на окружности и на форму радиального профиля.

Исследуем изменение коэффициента $\eta_{ол}$ в зависимости от угла α_1 , задаваясь следующими соотношениями в плане скоростей.

I. Все углы разные, причем постепенное изменение их в направлении движения пара подчиняется закону арифметической прогрессии

$\div 3; 6; 9$ — разность $= 3^\circ$,

где первый член есть уменьшение угла β_2 по сравнению с углом β_1 , т. е. $\beta_2 = \beta_1 - 3^\circ$, второй член дает разницу между α_2 и α_1' , т. е. $\alpha_1' = \alpha_2 - 6^\circ$, третий член есть разность между β_2' и β_1' , именно $\beta_2' = \beta_1' - 9^\circ$.

Как показывает практика, такой закон изменения углов дает достаточно плавный профиль проточной части при хорошем к. п. д.

II. Все углы разные. Законом изменения углов служит прогрессия

$\div 3; 9; 15$ — разность $= 6^\circ$.

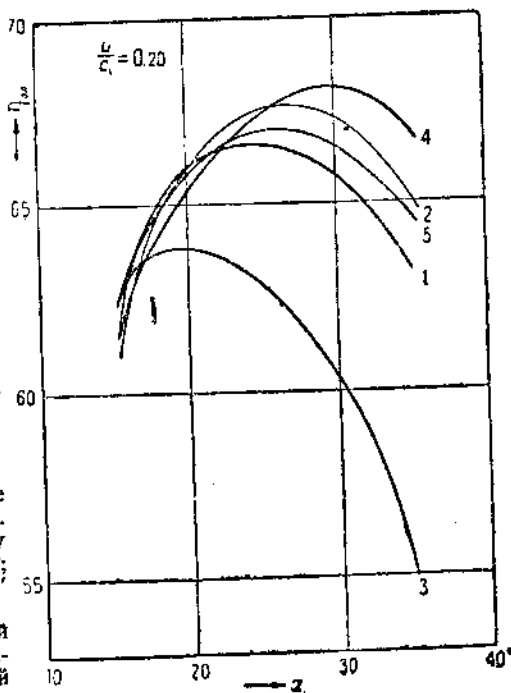
III. Все венцы имеют симметричные профили, т. е. угол $\beta_1 = \beta_2$;

$\alpha_1' = \alpha_2$; $\beta_1' = \beta_2'$ (пример — фиг. 200).

IV. $\alpha_1 = \alpha_2' = \beta_2 = \beta_2'$ (пример — фиг. 199).

V. $\alpha_1 = \alpha_1'$; $\beta_1 = \beta_2$; $\beta_1' = \beta_2'$ (пример построения — фиг. 201).

Подсчеты, проведенные по всем вариантам для значений входного угла $\alpha_1 = 15, 20, 25, 30, 35^\circ$ при отношении $\frac{u}{c_1} = 0,20$ дают ряд кривых зависимости $\eta_{ол}$ от угла α_1 (фиг. 207).



Фиг. 207. Кривые к. п. д. $\eta_{ол}$ в функции входного угла при разных принципах построения плана скоростей.

Коэффициент полезного действия η_{0a} подсчитан по формуле

$$\eta_{0a} = \frac{2u \varphi^2}{c_1^2} \left[c_1 \cos \alpha_1 + (w_2 \cos \beta_2 - u) + c_1' \cos \alpha_1' \pm (w_2' \cos \beta_2' - u) \right], \quad (184)$$

которая получается из формулы (174) путем подстановки $c_{1c}^2 = \frac{c_1^2}{\varphi^2}$ и замены величин c_{1u} , c_{2u} и т. д. их значениями. Значения φ выбирались в зависимости от суммы углов β_1 и β_2 и величины скорости w_1 .

Наиболее высокий к. п. д. получился для варианта IV, особенно низкий к. п. д. — по варианту III. Остальные три варианта приблизительно равноценны.

Максимум к. п. д. по каждому варианту в отдельности получается при $\alpha_1 \approx 24^\circ + 25^\circ$ для I, II и V вариантов, при $\alpha_1 = 30^\circ$ — для IV варианта и при $\alpha_1 = 20^\circ$ — для III варианта.

Из формулы (184), по которой подсчитывался к. п. д. на лопатках диска Кертиса, следует, что η_{0a} зависит 1) от начальной скорости пара c_1 ; 2) от отношения $\frac{u}{c_1}$; 3) от значений скоростей и углов в скоростных треугольниках.

Все разбираемые построения и вычисления сделаны в предположении одной и той же начальной скорости c_1 и одинакового отношения $\frac{u}{c_1}$, так что различие в полученных результатах нужно отнести за счет неодинакового принципа изменения углов и скоростей при построении треугольников.

Легко усмотреть из простого сопоставления скоростных диаграмм, построенных по принципам I, II, III, IV и V, с кривыми фиг. 207, что общий к. п. д. диска Кертиса получается тем меньше, чем интенсивнее возрастают углы при последовательном построении плана скоростей, вернее, чем больше сумма всех углов в плане скоростей и, следовательно, меньше сумма $(c_{1u} + c_{2u} + \dots)$.

Скоростной коэффициент на лопатках φ , наоборот, несколько увеличивается с увеличением суммы углов $(\beta_1 + \beta_2)$ и, следовательно, должен влиять на изменение к. п. д. в обратном направлении, но значение φ при не очень малом угле α_1 гораздо слабее отражается на образовании суммы $\sum (c_{1u} \pm c_{2u})$.

Значит, в основном нужно считаться с непосредственным влиянием изменения углов в плане скоростей, стараясь по возможности уменьшить значения углов β_2 , α_1' , β_2' по сравнению с углами β_1 , α_2 , β_1' . Как мы увидим ниже, известный предел этому ставится возможностью в некоторых случаях недопустимого искажения профиля проточной части турбины.

Возвращаясь снова к фиг. 207, можно еще отметить, что улучшение к. п. д. по вариантам I, V, II, IV по сравнению с вариантом III сопровождается постепенным увеличением оптимального значения угла α_1 . Отсюда можно было бы сделать вывод о безусловной выгоде такого увеличения угла α_1 , но увеличение α_1 сопровождается уменьшением степени парциальности турбины и, следовательно, может принести пользу только до известного предела, обуславливая в дальнейшем чрезмерное возрастание вентиляционной потери (которая понижает внутренний к. п. д. η_{0a}).

Чтобы судить о преимуществах того или другого варианта, нужно еще проверить, насколько благоприятным получается очертание проточной части турбины в каждом случае.

Профиль проточной части, иными словами, увеличение высоты лопаток по направлению течения пара, можно вычислить и построить, руководствуясь следующими соображениями:

Выше мы имели (§ 14)

$$i = \frac{k G v_1}{\pi c_1 \alpha_1},$$

где I — высота сопла;

v_1 — удельный объем пара при выходе из сопла;

$c_{1a} = c_1 \sin \alpha_1$.

Аналогично высота рабочей лопатки при выходе из первой ступени скорости (§ 23)

$$l_1'' = \frac{k_1 G v_2}{\pi k c_{2a}},$$

откуда

$$l_1'' = l \cdot \frac{k_1}{k} \cdot \frac{v_2}{v_1} \cdot \frac{c_{1a}}{c_{2a}}.$$

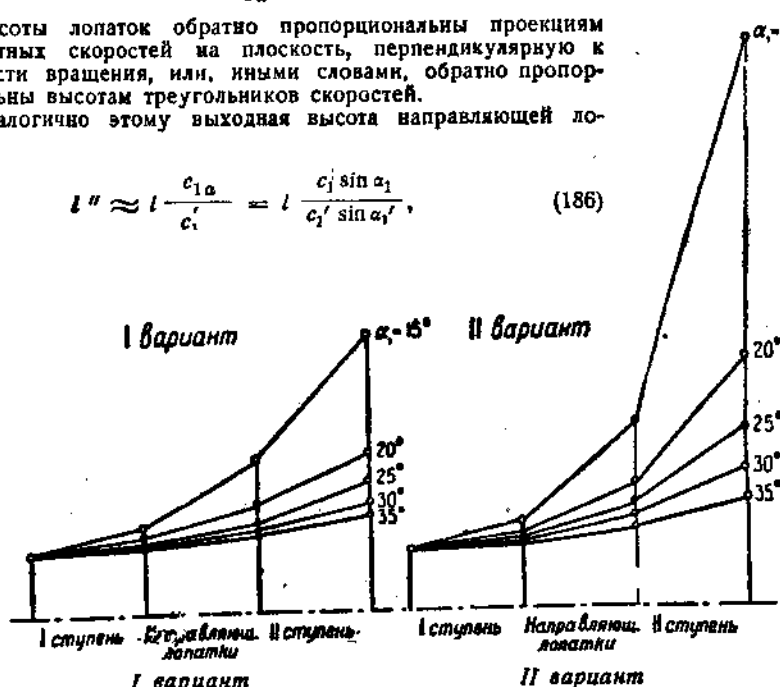
Если пренебречь незначительным изменением удельных объемов пара v и коэффициентов сужения k , то можно написать следующую простую зависимость:

$$l_1'' \approx l \frac{c_{1a}}{c_{2a}} = l \frac{c_1 \sin \alpha_1}{c_2 \sin \alpha_2} = l \frac{\omega_1 \sin \beta_1}{\omega_2 \sin \beta_2}. \quad (185)$$

Высоты лопаток обратно пропорциональны проекциям абсолютных скоростей на плоскость, перпендикулярную к плоскости вращения, или, иными словами, обратно пропорциональны высотам треугольников скоростей.

Аналогично этому выходная высота направляющей лопатки

$$l'' \approx l \frac{c_{1a}}{c_1'} = l \frac{c_1' \sin \alpha_1}{c_1' \sin \alpha_1'}, \quad (186)$$



Фиг. 208 — 209. Радиальные профили проточной части при разных способах построения плавна скоростей.

выходная высота рабочей лопатки второй ступени

$$l_2'' \approx l \frac{c_{1a}}{c_{2a}'} = l \frac{c_1 \sin \alpha_1}{c_2' \sin \alpha_2'} \quad (187)$$

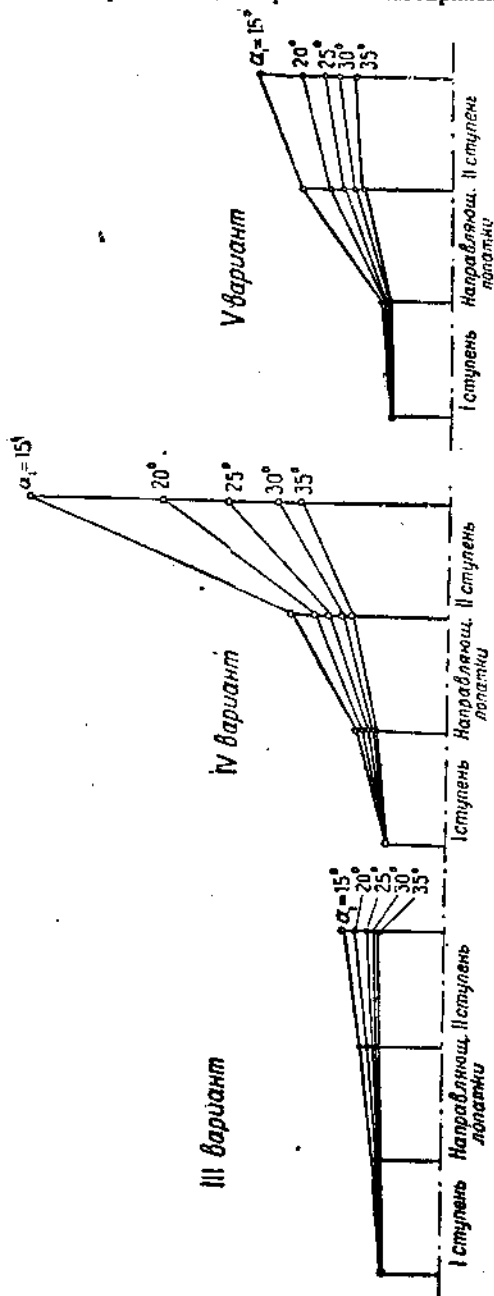
и т. д.

Из этих уравнений вполне определяется радиальный профиль проточной части. На фиг. 208 — 212 построены радиальные профили для всех вышеперечисленных вариантов. Ширина лопаток b принята одинаковой для всех венцов диска Кертиса (так чаще всего и делают на практике).

Вариант I (фиг. 208) дает умеренное расхождение профиля при значениях $\alpha_1 > 20^\circ$. При $\alpha_1 < 20^\circ$, несмотря на сохранение плавности профиля, увеличение высот лопаток становится слишком резким. Такой профиль конструктивно с трудом выполним и безусловно не может быть допущен при проектировании. Течение пара по такому профилю, очевидно, не подчиняется простейшим законам, на которых основывается обычный расчет.

Впрочем, наилучший к. п. д. для этого варианта получается при $\alpha_1 \approx 25^\circ$, что соответствует умеренному и плавному профилю.

Вариант II дает крайне неблагоприятные и совершенно невыполнимые профили



Фиг. 210 — 212. Радиальные профили проточной части при разных способах построения плана скоростей.

нужные соотношения углов, пользуясь уравнением (185). В уравнение (185) входит, кроме $\cos \beta_2$ величина относительной скорости $w_2 = \psi w_1$. Следовательно, из уравнения (185) должны быть найдены два неизвестных: ψ и β_2 , причем между

проточной части (фиг. 209) за исключением двух профилей для очень больших углов $\alpha_1 = 30^\circ$ и 35° . Последние два случая можно принять во внимание при дальнейших сравнениях.

Очень плавный и удобный профиль получился по варианту III. Однако этот вариант дает сравнительно низкий к. п. д. ($\eta_{0.0}$ около 64%, фиг. 207), причем максимум достигается при $\alpha_1 = 20^\circ$ (фиг. 210).

Вариант IV обуславливает сильно расходящиеся неконструктивные профили и дает максимум $\eta_{0.0}$ при слишком большом значении α_1 ($\alpha_1 = 30^\circ$) (фиг. 211).

Наконец, по варианту V (фиг. 212) изменение высот лопаток происходит очень неравномерно, что может вызвать в струе пара беспокойное, вихревое движение, для которого не годятся применяемые нами для расчета значения коэффициентов потерь.

Таким образом приемлемые и наиболее благоприятные радиальные профили при относительно хорошем к. п. д. получаются при значениях входного угла между $\alpha_1 = 20^\circ$ и $\alpha_1 = 25^\circ$ и при изменении остальных углов по закону прогрессии: $\beta_2 \approx \beta_1 - 3^\circ$, $\alpha_1' \approx \alpha_2 - 6^\circ$, $\beta_2' \approx \beta_1' - 9^\circ$.

Прогрессия 3; 9; 15 (6) дает хорошие результаты только при очень больших значениях угла α_1 (больше 30°).

Нужно отметить, что для упрощения мы не приняли во внимание зазоров между рабочими и направляющими венцами ди на Кертиса.

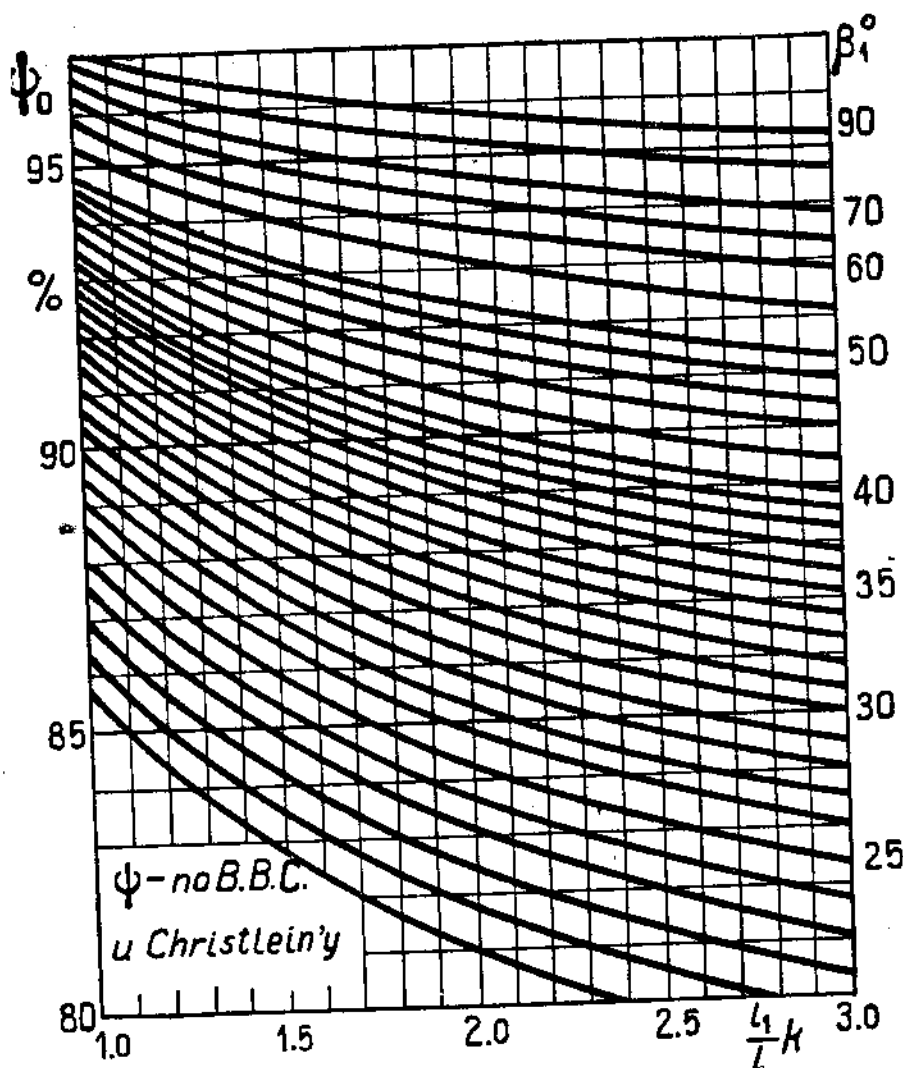
Обычно на практике радиальный профиль диска Кертиса выполняют прямолинейным, слегка расходящимся. В наших вариантах все профили имеют криволинейное очертание.

Задавшись целью получить прямолинейный радиальный профиль, очень легко найти

себой они тоже связаны функциональной зависимостью, именно: величину ψ можно выразить в функции угла поворота струи на лопатках, иначе говоря, в функции суммы углов $\beta_1 + \beta_2$:

$$\psi = F(\beta_1 + \beta_2).$$

(188)



Фиг. 213. Номограмма для определения ψ .

Эта зависимость задается графически (фиг. 126 в § 22). Кроме того, ψ зависит от абсолютной величины скорости w_1 . Представив уравнение (185) в виде:

$$\frac{l_1''}{l} = \frac{\sin \beta_1}{k \psi_0 \sin \beta_2} \quad (185a)$$

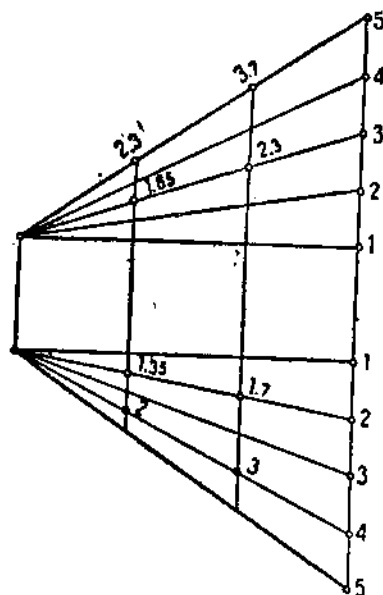
(ψ_0 находится по фиг. 126, k — поправочный коэффициент на скорость пара — по фиг. 127) мы можем из него и из уравнения (188) исключить β_2 при помощи графического построения, так как аналитическое решение задачи здесь невозможно.¹ Принимая $\beta_1 = \text{const}$ и определяя $\sin \beta_1$, задаемся различными значениями угла β_2 и $\sin \beta_2$ и находим ψ_0 из графика функции $\psi = F(\beta_1 + \beta_2)$. Поправка к значению ψ_0 в зависимости от ω_1 берется по фиг. 127.

На номограмме фиг. 213 по оси абсцисс отложены значения

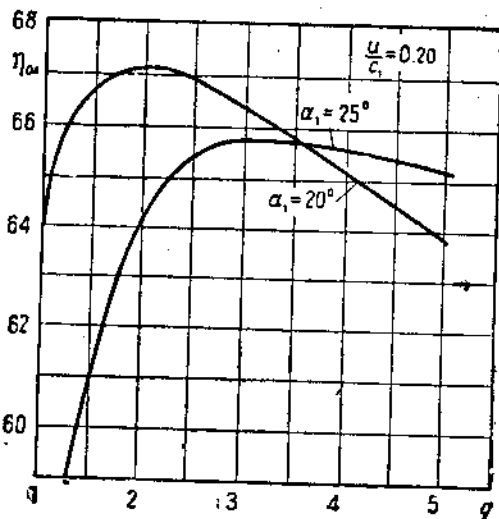
$$\frac{l_1''}{l} k = \frac{\sin \beta_1}{\psi_0 \sin \beta_2} \quad (189)$$

а по оси ординат — значения коэффициента ψ_0 (без учета влияния ω_1). Каждая кривая на номограмме соответствует определенному значению угла β_1 .

Пользоваться номограммой нужно следующим образом:



Фиг. 214. Прямолинейные радиальные профили при разных отношениях $\frac{l_2''}{l}$.



Фиг. 215 Коэффициент полезного действия Кертиса в функции отношения $q = \frac{l_2''}{l}$.

Задавая желаемым соотношением высоты лопаток к высоте сопел $\frac{l_1''}{l}$ и зная ω_1 из первого скоростного треугольника, находим коэффициент k по фиг. 127 и коэффициент ψ_0 по номограмме (угол β_1 тоже известен из первого скоростного треугольника).

После этого по уравнению (189) определяем $\sin \beta_2$:

$$\sin \beta_2 = \frac{\sin \beta_1}{\frac{l_1''}{l} k \psi_0} \quad (190)$$

откуда определится и угол β_2 .

¹ Излагаемый ниже способ построения и пользования номограммой функции $\psi = \Phi\left(\frac{l_1''}{l}, \beta_1\right)$ заимствован из статьи В. В. Уварова („Тепло и Сила“ № 2 за 1928 г.). В этой очень интересной работе предлагается метод расчета диска Кертиса, исходя из заданного радиального профиля, а не из выбранных соотношений между углами, как это обычно имеет место в практике проектирующих организаций.

Аналогичным образом поступаем и при нахождении высот лопаток в следующих ступенях.

На фиг. 214 изображен ряд прямолинейных радиальных профилей с различным отношением между высотами при входе и при выходе пара из лопаток. Интересно выяснить, какие соотношения высот $q = \frac{l_2''}{l_1}$ дают наибольший к. п. д. $\eta_{0,0\lambda}$ при разных значениях углов α_1 и $\frac{u''}{c_1}$.

При помощи номограммы (фиг. 213) вычислена и построена такая зависимость для углов $\alpha_1 = 25^\circ$ и $\alpha_1 = 20^\circ$ при $\frac{u}{c_1} = 0,20$ (фиг. 215).

Чем больше угол α_1 , тем больше и оптимальное значение q . Для $\alpha_1 = 25^\circ$, q_{opt} лежит в пределах $q = 3 \div 4$. Для $\alpha_1 = 20^\circ$, $q_{opt} \approx 2$, причем в последнем случае к. п. д. получается выше ($\eta_{0,0\lambda} = 0,672$ при $q = 2$) и быстро падает при $q > 2$ и $q < 2$.

Очевидно, при выборе отношения $q = \frac{l_2''}{l_1}$ не следует далеко отклоняться от значения $q = 2$. Это отношение дает умеренно-расходящийся радиальный профиль с хорошим к. п. д.

Соотношение углов, при которых был получен в последнем подсчете оптимальный к. п. д., таковы:

$$\text{I. } \alpha_1 = 25^\circ; q = 3; \beta_1 = 31^\circ 30'; \beta_2 = 20^\circ 40'; \alpha_2 = 28^\circ; \\ \alpha_1' = 22^\circ 45'; \beta_1' = 37^\circ 20'; \beta_2' = 35^\circ 40'.$$

$$\text{Разности: } \beta_1 - \beta_2 = 10^\circ 50'; \alpha_2 - \alpha_1' = 5^\circ 15'; \beta_1' - \beta_2' = 1^\circ 40'.$$

$$\text{II. } \alpha_1 = 20^\circ; q = 2; \beta_1 = 25^\circ 20'; \beta_2 = 21^\circ; \alpha_2 = 28^\circ; \\ \alpha_1' = 25^\circ 20'; \beta_1' = 40^\circ; \beta_2' = 36^\circ 20'.$$

$$\text{Разности: } \beta_1 - \beta_2 = 4^\circ 20'; \alpha_2 - \alpha_1' = 2^\circ 40'; \beta_1' - \beta_2' = 3^\circ 40'.$$

Можно рекомендовать при проектировании диска Кертиса добиваться получения именно прямолинейного радиального профиля. Хотя такой профиль как будто гарантирует нормальное, спокойное протекание пара через лопатки и одновременно дает возможность получения достаточно высокого к. п. д., вопрос о том, насколько допустимы в практике криволинейные очертания проточной части и какие из криволинейных профилей можно считать наиболее благоприятными, — этот вопрос является спорным.

Так, например, Форнер¹ считает, что профиль проточной части должен быть либо прямолинейным, что соответствует постоянной величине приращения высоты лопаток по направлению движения пара, либо криволинейным с убывающей величиной приращения высоты лопаток, т. е. с отношением

$$\frac{\lg \lambda_2}{\lg \lambda_1} < 1$$

(фиг. 216a). Менее желательным Форнер считает применение криволинейных профилей с отношением

$$\frac{\lg \lambda_2}{\lg \lambda_1} > 1$$

(фиг. 216b).

¹ G. Forner, Die thermodynamische Berechnung der Dampfturbinen, s. 66, J. Springer, Berlin, 1931 г. Имеется русский перевод.

Флюгель¹, наоборот, рекомендует, выдерживая примерно одинаковые приращения длины лопаток направляющего и второго рабочего венцов, делать угол λ в первом венце несколько меньше, чем в последующих, что дает профиль, соответствующий фиг. 216b.

Внесение большей ясности в этот вопрос требует постановки специальных исследований. Во всяком случае в практике встречаются,

главным образом, прямолинейные профили, которых и рекомендуется придерживаться при проектировании.

Вышеприведенное исследование базируется на предположении, что коэффициент ψ является функцией суммы углов $\beta_1 + \beta_2$ и скорости пара и выбирается по графикам фиг. 126 и фиг. 127.

Само собой разумеется, что

если принять иную функциональную зависимость коэффициента ψ , то это повлечет за собой несколько другие выводы относительно правил конструирования диска Кертиса.

Однако указанной функциональной зависимостью ψ от $(\beta_1 + \beta_2)$ и от скорости пара обычно пользуются в расчетах турбин. Поэтому в проведенном исследовании уместно было воспользоваться именно такой зависимостью ψ , которая обуславливает выводы, наиболее применимые к общепринятой методике расчетов.

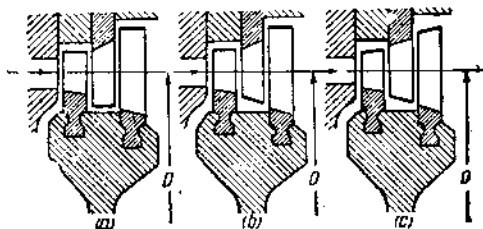
Здесь нужно только подчеркнуть, что по мере уточнения наших знаний о величине и характере скоростных коэффициентов возможна и дальнейшая проработка поставленных в этом параграфе вопросов.

В заключение нужно оговориться, что влияние ψ не является единственным фактором в проектировании диска Кертиса и, следовательно, в известной части сделанные выводы будут иметь место и при другом характере изменения ψ .

Выше мы нашли ряд основных соотношений и коэффициентов, которые обеспечивают проектирование наимыгоднейшего с точки зрения к. п. д. профиля лопаточного венца. Однако при практическом выполнении колеса Кертиса (так же, как и вообще лопаточных венцов) помимо достижения высокого к. п. д. турбины выступает ряд других соображений, как, например, стоимость, общий вес турбины. Эти соображения заставляют изменять наимыгоднейшие размеры лопаток, форму радиального профиля и т. д.



Фиг. 216. Радиальные профили диска Кертиса по Форнеру (а) и по Флюгелю (б).



Фиг. 217. Различные конструкции проточной части диска Кертиса.

¹ Flügel, Die Dampfturbinen, ihre Berechnung und Konstruktion Leipzig, 1932r.

Флюгель¹ приводит следующие примерные схемы венца Кертиса (фиг. 217). Наилучший радиальный профиль получается по фиг. 217 с, когда и рабочие и направляющие лопатки имеют скошенные промежуточные вставки и косые бандажи. Однако в связи с действием центробежной силы скошенные бандажи рабочих лопаток требуют особо надежного закрепления, что представляет известные затруднения и удорожает конструкцию. На фиг. 217 b скошен только бандаж направляющего венца, не подверженного действию центробежной силы. Часто все венцы диска Кертиса имеют прямые бандажи, но скошенные промежуточные вставки (фиг. 217a).

Ступени скорости располагаются обычно на одном диске, реже — на двух последовательных дисках.

§ 48. Методика расчета турбин со ступенями скорости

Расчет турбины со ступенями скорости начинается с выбора числа ступеней. Наиболее употребительными являются диски Кертиса с двумя или тремя ступенями скорости. Как уже говорилось выше, четырехступенчатые конструкции в настоящее время оставлены из-за низкого к. п. д.

Очевидно, что для достижения невысокой окружной скорости число ступеней должно быть тем больше, чем больше располагаемый перепад тепла в турбине.

Окружная скорость в зависимости от $\frac{u}{c_1}$ и h_0 выражается формулой

$$u = \frac{u}{c_1} \cdot 91,5 \sqrt{h_0}.$$

Если задаться величиной u и h_0 , то отношение $\frac{u}{c_1}$ окажется равным

$$\frac{u}{c_1} = \frac{u}{91,5 \sqrt{h_0}}. \quad (190a)$$

Зная, что для дисков Кертиса с двумя ступенями скорости в большинстве случаев

$$\frac{u}{c_1} = 0,17 \div 0,25,$$

а для трехступенчатых дисков

$$\frac{u}{c_1} = 0,10 \div 0,17,$$

можно наметить число ступеней скорости для любых значений u и h_0 . Например, при $u = 200$ м/сек и $h_0 = 100$ кал/кг (принимая $\varphi = 0,95$)

$$\frac{u}{c_1} = \frac{200}{91,5 \cdot 0,95 \sqrt{100}} = 0,23.$$

¹ Flügel, Die Dampfturbinen, ihre Berechnung und Konstruktion.

Значит нужно взять две ступени скорости. При том же перепаде тепла, но при скорости $u = 120$ м/сек пришлось бы взять три ступени скорости, так как в последнем случае

$$\frac{u}{c_1} = \frac{120}{91,5 \cdot 0,95 \sqrt{100}} = 0,138.$$

При выборе числа ступеней нужно, кроме того, учитывать и диаметр диска, определяющий конструктивные формы турбины и влияющий на потерю от трения диска и вентиляции.

Диаметр диска связан с числом оборотов и окружной скоростью известным уравнением

$$u = \frac{\pi d n}{60}.$$

Можно задаться в начале расчета не окружной скоростью u , а желательным диаметром диска d . Тогда u при заданном числе оборотов определится из последнего уравнения, после чего можно найти $\frac{u}{c_1}$ и необходимое число ступеней скорости.

Так как определение числа ступеней скорости в начале расчета носит ориентировочный, приближенный характер, удобно для этой цели пользоваться номограммой, представленной на фиг. 218. В правой части номограммы построена зависимость u от h_0 при пограничных значениях $\frac{u}{c_1} = 0,25; 0,17$ и $0,10$ по уравнению (190а).

Область выше кривой a относится к одноступенчатой турбине, между кривыми a и b — к двухступенчатой, между кривыми b и c — к трехступенчатой и, наконец, ниже кривой c — к турбине с четырьмя ступенями скорости. В левой части построена зависимость u от d для разных чисел оборотов: от $n = 1000$ до $n = 10000$. Способ построения не требует дополнительных пояснений.

Примеры. 1) Найти число ступеней скорости, если $h_0 = 120$ кал/кг, $u = 100$ м/сек. Пользуясь правым квадрантом номограммы (фиг. 27), находим, что точка с координатами $h_0 = 120$ и $u = 100$ лежит между кривыми b и c . Значит нужно взять три ступени скорости.

2) Найти число ступеней скорости при $d = 800$ мм, $h_0 = 100$ кал/кг, $n = 4000$ об/мин. По левому квадранту номограммы определяем значение u . Определив u , находим, что искомая точка (при $h_0 = 100$) лежит между кривыми a и b , т. е. нужно взять две ступени скорости.

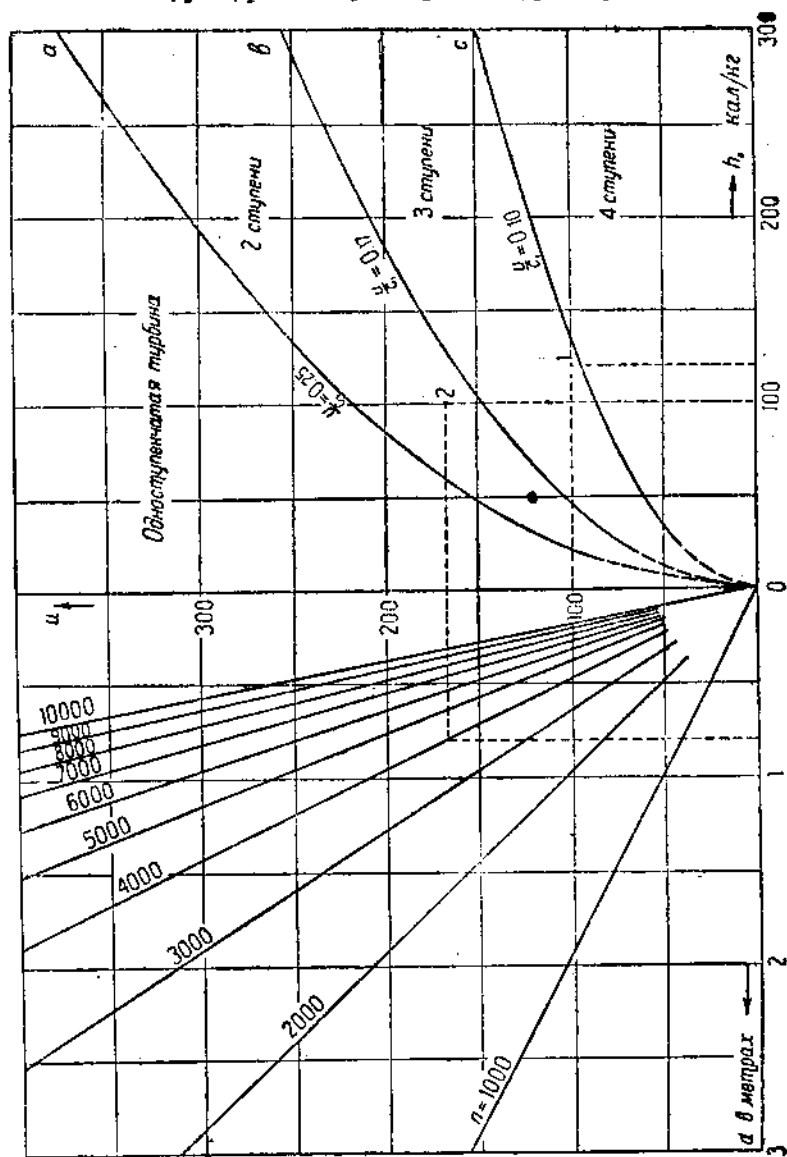
Когда выбрано число ступеней, можно перейти к определению наивыгоднейшего отношения $\frac{u}{c_1}$. Предварительно нужно задаться законом изменения углов рабочих и направляющих лопаток и величиной угла наклона сопла α_1 .

Угол α_1 берут в пределах $18^\circ + 25^\circ$. Лучшие результаты получаются при $\alpha_1 = 20^\circ + 22^\circ$.

Что касается закона изменения остальных углов, то его нужно выбирать с таким расчетом, чтобы получить по возможности пря-

молинейный профиль проточной части. Удобно задаться предварительно следующим соотношением:

$$\beta_2 \approx \beta_1 - 3^\circ; \alpha_1' \approx \alpha_2 - 3^\circ; \beta_1' \approx \beta_1 - 3^\circ.$$



Фиг. 218. Номограмма для выбора числа ступеней скорости.

В процессе расчета в эти соотношения вводятся известные коррективы.

Скоростной коэффициент сопел φ принимается по данным § 17 (график фиг. 90) в зависимости от скорости пара и высоты сопла. Скоростные коэффициенты рабочих лопаток ψ определяются в за-

зависимости от угла поворота струи на лопатках и от скорости w (см. § 22), так же, как и ψ_n — коэффициент скорости направляющих лопаток. В последнем случае вместо суммы углов относительной скорости $\beta_1 + \beta_2$ на рабочих лопатках берется сумма углов абсолютной скорости $\alpha_2 + \alpha'$ в направляющих лопатках.

Задавшись основными величинами углов, следует построить план скоростей для нескольких значений $\frac{u}{c_1}$ и определить соответствующие значения к. п. д. $\eta_{ол}$ по формуле

$$\eta_{ол} = \frac{2u^2}{c_1^2} \sum (c_{1u} \pm c_{2u})$$

и ряд значений внутреннего к. п. д. η_{oi} по формуле

$$\eta_{ол} = \eta_{oi} - \xi_{ms}$$

Член ξ_{ms} учитывает потерю на трение и вентиляцию дисков и зависит от N_{ms} следующим образом:

$$\xi_{ms} = \frac{75N_{ms}}{G \cdot \frac{c_1^2}{2g\varphi^2}}$$

В предыдущую формулу величина ξ_{ms} должна входить как функция $\frac{u}{c_1}$, чтобы можно было для любого значения $\frac{u}{c_1}$ найти величину $\eta_{ол}$.

С этой целью, пользуясь формулой Стодола для вычисления работы трения и вентиляции,

$$N_{ms} = \lambda \left[1,46d^2 + 0,83(1-\varepsilon)dl_{cp}^{1,5} \right] \frac{u^3}{v_{cp} \cdot 10^6},$$

представим ее в виде

$$N_{ms} = B \left(\frac{u}{c_1} \right)^5,$$

где

$$B = \lambda \left[1,46 + 0,83(1-\varepsilon) \frac{l_{cp}^{1,5}}{d} \right] \left(\frac{60}{\pi n} \right)^2 \cdot \frac{c_1^5}{v_{cp} 10^6}. \quad (191)$$

Тогда

$$\xi_{ms} = B \cdot \frac{2 \cdot 75g\varphi^2}{G c_1^2} \left(\frac{u}{c_1} \right)^5.$$

Нужно иметь в виду, что B отнюдь не постоянный коэффициент, но тоже меняется в зависимости от $\frac{u}{c_1}$, так как в него входят: степень парциальности ε , высота лопаток l и диаметр диска d , зависящие от u и c_1 .

Для вычисления коэффициента при $\frac{u}{c_1}$ в последней формуле нужно задаться секундным расходом пара G , удельным объемом пара v_{cp} в камере диска Кертиса и определить высоту лопаток l_{cp} . Высота сопел связана с диаметром диска и степенью парциальности следующей формулой:

$$l = \frac{k G v_1}{\pi d c_{1a}},$$

где v_1 — удельный объем пара при выходе из сопла.

Находя величину окружной скорости для каждого отношения $\frac{u}{c_1}$, можно определить для каждого случая диаметр диска

$$d = \frac{60u}{\pi n}$$

Полученное значение d нужно подставить в формулу для высоты сопла и определить из нее ϵ , задаваясь l с таким расчетом, чтобы l и ϵ не были меньше определенного минимума. Желательно иметь $\epsilon = 1$ или близкое к этому. С другой стороны, назначать высоту сопел менее 15—20 мм не следует; в крайнем случае можно принять $l = 10$ мм. Минимальным желательным значением для степени парциальности следует считать $\epsilon = 0,20 \div 0,25$.

Таким образом лучше всего назначать l в пределах 15—20 мм и следить при этом, чтобы ϵ не получалось менее 0,25 или 0,20. Если ϵ получится больше 1, то следует взять $\epsilon = 1$ и вычислить соответствующее l .

Однако в формулу для B входит не высота сопел l , а средняя высота лопаток l_{cp} . С достаточной степенью приближения можно принять для этой формулы $l_{cp} = (1,5 \div 1,7)l$, тем более, что l_{cp} входит в нее с небольшим показателем степени 1,5.

Таким образом определяются величины l_{cp} и ϵ , входящие в формулу для ξ_{ms} .

Что касается секундного расхода пара, то он вычисляется по формуле

$$G = \frac{860 N_s}{3600 \eta_{os} h_o},$$

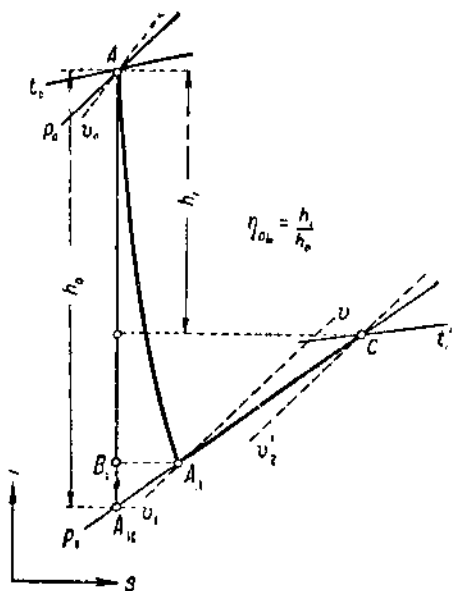
причем η_{os} нужно выбрать (тоже пока ориентировочно), сообразуясь примерно с величиной $\eta_{ol \max}$, полученной из первой кривой к. п. д.

Удельный объем пара в камере Кертиса определится из предварительного построения процесса турбины в i -диаграмме (фиг. 219), причем можно взять значение v_{cp} посередине между точками A_1 и C (приближенно).

Задавшись этими предварительными величинами, можно вычислить η_{ol} в функции $\frac{u}{c_1}$ и нанести его на графике. Вершина кривой η_{ol} будет соответствовать наивыгоднейшему отношению $\frac{u}{c_1}$.

ном отношении $\frac{u}{c_1}$, точно вычисляя все остальные величины.

Часто принимают для дальнейшего расчета не оптимальное отношение $\frac{u}{c_1}$, а несколько меньшее, имея в виду, что кривая к. п. д. возле вершины протекает очень полого и некоторое уменьшение $\frac{u}{c_1}$ не отразится заметным образом на величине к. п. д., но



Фиг. 219. Определение удельного объема пара по i - s -диаграмме.

зато размеры диска будут меньше и, следовательно, турбина дешевле. .

Прежде чем выбирать отношение $\frac{u}{c_1}$, можно было бы определить наивыгоднейший угол α_1 , но это делает весь расчет диска Кертиса еще более кропотливым, не принося существенного эффекта, так как при этом приходится для всех вариантов угла α_1 брать один и тот же закон изменения углов, что не дает для каждого значения угла его наивыгоднейшего случая (ср. фиг. 215). Обычно достаточно бывает остановиться на одном из значений $\alpha_1 = 20^\circ - 22^\circ$.

Следующий этап расчета турбины со ступенями скорости — точное построение плана скоростей и конструирование радиального профиля проточной части. Можно рекомендовать следующий способ построения.

По выбранному значению угла наклона сопел α_1 и найденному наименьшему значению $\frac{u}{c_1}$ строится первый скоростной треугольник.

Построение можно делать в произвольном масштабе. Удобен масштаб для c_1 около $150 \div 200$ мм.

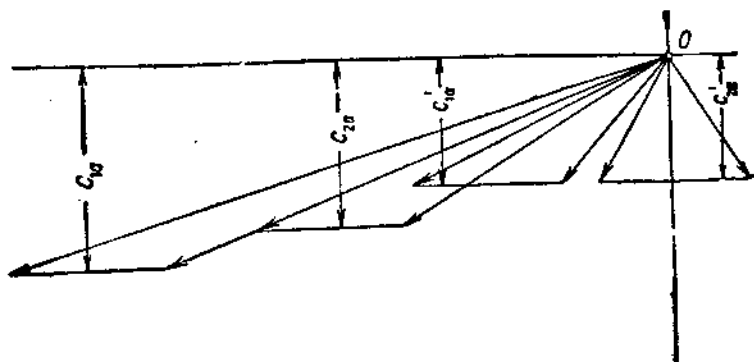
При выборе выходного угла первой ступени β_2 нужно иметь в виду, что отношение выходной высоты лопатки последней ступени (для двухступенчатого диска) к высоте сопла не должно превосходить $2 \div 2,5$ и соответственно отношение выходной кромки первой ступени к высоте сопла — около $1,3 \div 1,5$. Соответственно

для трехступенчатого диска следует выбирать $\frac{l_3''}{l} \approx 2,5 \div 3$.

По формуле (185)

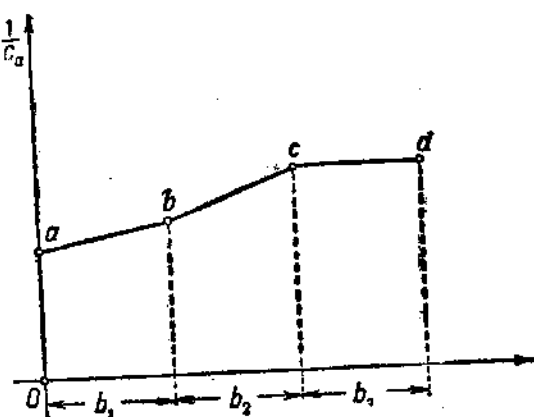
$$\frac{l_1''}{l} = \frac{c_{1a}}{c_{2a}} = y_1.$$

Высота первого треугольника c_{1a} известна. Следовательно, можем найти высоту второго треугольника из соотношения $c_{2a} = \frac{c_{1a}}{y_1}$.



Задаваясь теперь величиной угла $\beta_2 \approx \beta_1 - 3^\circ$, находим соответствующий коэффициент $\psi = F(\beta_1 + \beta_2, w_1)$ и $w_2 = \psi w_1$. Если полученное значение не подходит, нужно слегка уменьшить или увеличить угол β_2 , причем нетрудно достаточно быстро добиться удовлетворительного результата.

Высота входной кромки направляющей лопатки берется на 2—3 мм больше выходной высоты рабочей лопатки первой ступени. Высоту выходной кромки направляющей лопатки можно определить, задаваясь углом $\alpha_1' \approx \alpha_2 - (3 \div 4^\circ)$ и приставив следующий треугольник в плане скоростей. Полученную высоту



Фиг. 220. Построение радиального профиля по треугольникам скоростей.

$$l_n'' = l \frac{c_{1a}}{c_{1a}}$$

рекомендуется сейчас же проверить путем построения радиального профиля (можно брать все лопатки одинаковой ширины). Если в результате не получается прямолинейного радиального профиля, расчет для l_n'' следует повторить, слегка изменяя величину угла α_1' .

Аналогичным образом ведут и дальше построение оконча-

тельного плана скоростей и радиального профиля проточной части. Вместо действительной высоты лопатки можно на проверочной диаграмме откладывать величину $\frac{1}{c_a}$ (фиг. 220).

После построения плана скоростей и проверки формы радиального профиля можно проверить принятые выше к. п. д. и построить действительный процесс турбины в *is*-диаграмме.

Для построения теплового процесса турбины со ступенями скорости нужно вычислить в калориях все потери в турбине.

Аналогично предыдущим расчетам (см., например, расчет турбины типа Лавала), потеря в соплах

$$h_c = \zeta h_0 = (1 - \varphi^2) h_0;$$

на рабочих лопатках первой ступени скорости

$$h_a = A \xi \frac{w_1^4}{2g}.$$

Потеря в направляющих лопатках

$$h_n = A \xi_n \frac{c_2^2}{2g};$$

в рабочих лопатках второй ступени скорости

$$h'_a = A \xi' \frac{w_1'^2}{2g}$$

и т. д., если есть еще третья ступень скорости.

Выходная потеря

$$h_e = A \frac{c_2'^2}{2g}.$$

Откладывая все эти потери на *is*-диаграмме вверх от нижней точки основной адиабаты, получим на изобаре процесса (давление в камере диска Кертиса) ряд точек, определяющих все параметры пара для отдельных моментов процесса (фиг. 195).

Коэффициент полезного действия на валу может быть взят непосредственно из диаграммы, как отношение

$$\eta_{0a} = \frac{h}{h_0}$$

или по формуле § 45.

Вычисление потери на трение и вентиляцию можно произвести после того, как определится высота сопел. Сопла рассчитываются так же, как в одноступенчатой турбине.

Рекомендуется задаться высотой сопла (в пределах 10+20 мм) и найти

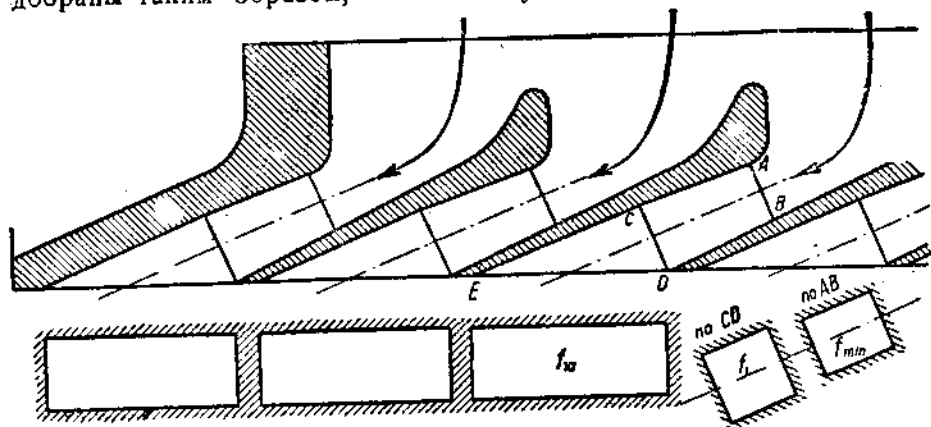
$$e = \frac{k G v_1}{\pi d l c_{1a}}.$$

Если получится $\epsilon > 1$, то следует принять $\epsilon = 1$ и найти высоту сопла

$$l = \frac{k G v_{1*}}{\pi d c_{1*}}.$$

Деление соплового сегмента на отдельные сопла нужно производить параллельно с вычерчиванием сегмента, руководствуясь при выборе основных размеров также и конструктивными соображениями.

На фиг. 221 приведен пример построения соплового сегмента с расширяющимися соплами для диска Кертиса. Размеры сопла подобраны таким образом, чтобы получить выходное сечение CD



Фиг. 221. Сопловой сегмент с расширяющимися соплами.

близким к квадратному. В плоскости вращения турбины выходные сечения сопел (ED) получаются в виде вытянутых прямоугольников.

Зная окончательные величины l_1 , d и пр., можно более точно определить значение внутреннего к. п. д. турбины, вычислив потерю на трение и вентиляцию по разобранным выше формулам.

Задаваясь технически к. п. д. η_{*} и к. п. д. электрического генератора η_g , можно определить удельный расход пара на 1 квтч

$$d_s = \frac{860}{\eta_{os} h_0}.$$

Прибавляя сюда еще потери на пропуски пара через уплотнения, найдем полный расход пара на 1 квтч.

Основные размеры лопаток определяются их высотой, шириной и профилем. Очертание профиля зависит от величин углов β_1 и β_2 , положенных в основу всего расчета, и от способа профилирования. Ширина лопатки может быть выбрана независимо от теплового расчета, имея, однако, в виду, что в очень длинных рабочих каналах потери энергии пара быстро возрастают. Обычно принимают для турбин со ступенями скорости ширину лопатки около

20 мм (в крупных турбинах — до 30+40 мм). Окончательно вопрос о ширине лопаток решается при расчете их на прочность.

Высота лопаток l намечается уже в процессе построения плана скоростей. Теперь, в конце теплового расчета, можно найти более точные значения высот лопаток. При этом входная высота первого ряда лопаток принимается на 2+3 мм больше высоты сопел.

Выходная высота лопаток первой ступени скорости определяется по формуле (65) § 23:

$$l_1'' = \frac{k_1 G v_2}{\pi d c_{2a}} = l \cdot \frac{k_1}{k} \cdot \frac{v_2}{v_1} \cdot \frac{c_{1a}}{c_{2a}},$$

где

$$k_1 = \frac{t_1}{t_1 - s_2}, \quad k = \frac{t}{t - s}.$$

Входная высота направляющих лопаток берется на 2+3 мм больше, чем высота лопаток первой ступени при выходе.

Выходная высота направляющих лопаток при выходе аналогично предыдущему

$$l_n'' = l \cdot \frac{v_1'}{v_1} \cdot \frac{c_{1a}}{c_{1a'}} \cdot \frac{k_1}{k}, \quad (192)$$

причем коэффициент сужения k_1 принят такой же, как и для рабочих лопаток.

Наконец, выходная высота рабочей лопатки второй ступени

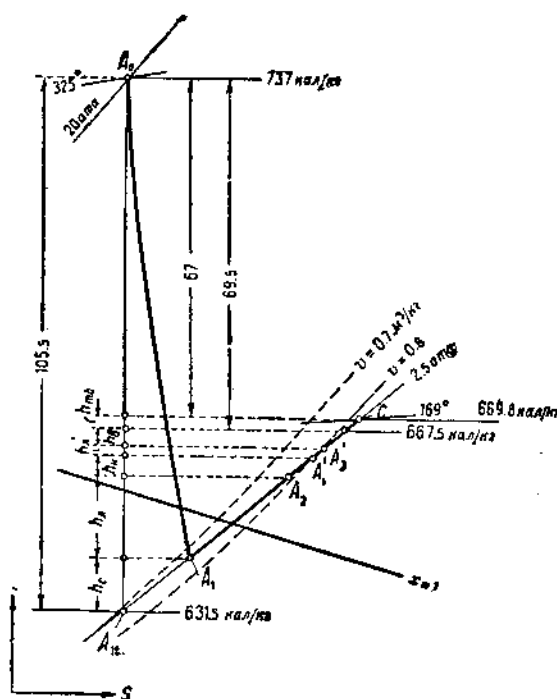
$$l_2'' = l \cdot \frac{v_2'}{v_1} \cdot \frac{k_1}{k} \cdot \frac{c_{1a}}{c_{2a}}. \quad (193)$$

§ 49. Пример расчета одноступенчатой турбины со ступенями скорости

Задание. Рассчитать турбину с противодавлением, состоящую из одного диска Кертиса, мощностью $N_g = 1000$ квт (на клеммах генератора), с числом оборотов $n = 3000$.

Начальное давление пара $p_0 = 20$ ата. Начальная температура $t_0 = 325^\circ \text{Ц}$.

Противодавление $p_2 = 2,5$ ата.

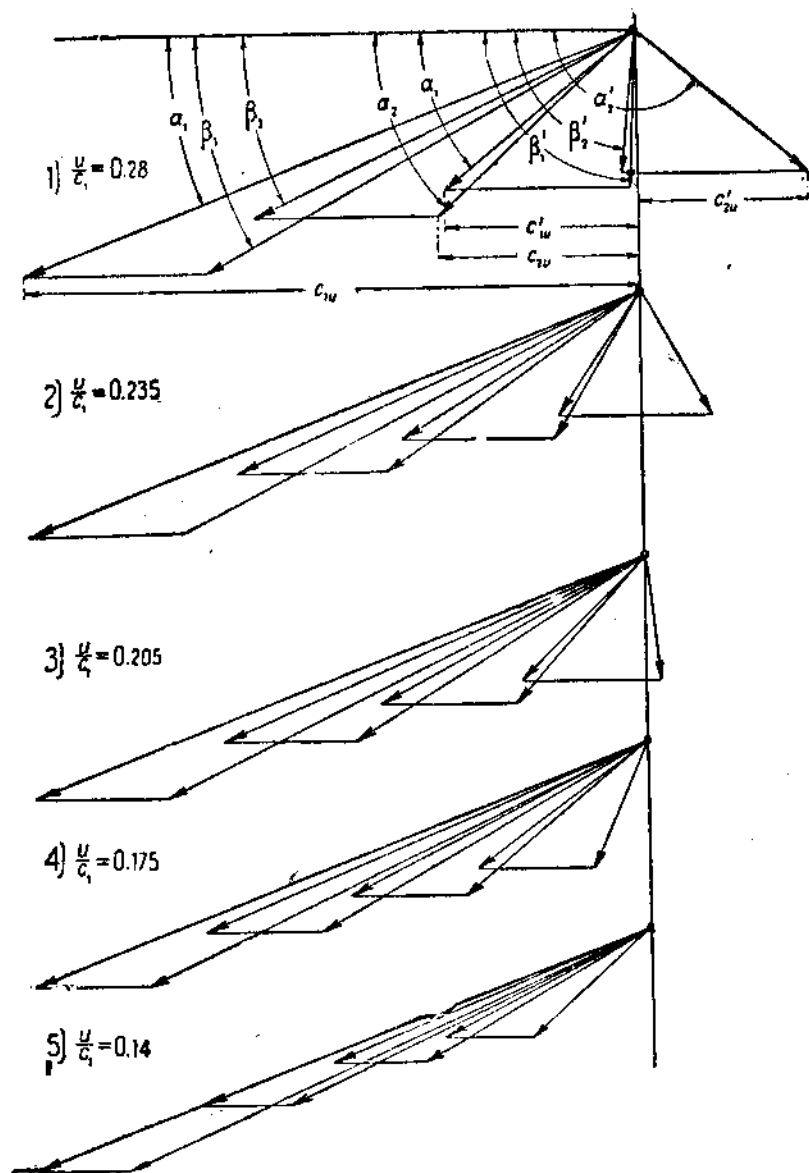


Фиг. 222. Тепловой процесс диска Кертиса в is -диаграмме (к примерному расчету).

1. Выбор отношения $\frac{u}{c_1}$

По i_s -диаграмме находим теплосодержание пара при впуске в турбину (фиг. 222)

$$i_0 = 737 \text{ кал/кг.}$$



Фиг. 223. К выбору оптимального отношения $\frac{u}{c_1}$.

Нанося на диаграмму линию адиабатического расширения от начальной точки A_0 (соответствующей давлению пара $p_0 = 20 \text{ атм}$ и температуре $t_0 = 325^\circ$) до линии противодавления $p_1 = p_2 = 2,5 \text{ атм}$, находим располагаемый адиабатический перепад тепла

$$h_0 = i_0 - i_{11} = 737 - 631,5 = 105,5 \text{ кал/кг.}$$

Теоретическая скорость истечения

$$c_{11} = 91,5 \sqrt{h_0} = 91,5 \sqrt{105,5} = 940 \text{ м/сек.}$$

Принимая $\varphi = 0,95$, найдем действительную скорость истечения:

$$c_1 = \varphi c_{11} = 0,95 \cdot 940 = 894 \text{ м/сек.}$$

Ввиду того, что абсолютная скорость пара очень велика (894 м/сек), намечаем для проектируемой турбины диск большого диаметра.

Пусть ориентировочно $d \approx 1 \text{ м}$. Пользуясь номограммой фиг. 218, находим, что при $d = 1 \text{ м}$, и $h_0 = 105,5 \text{ кал/кг}$ нужно взять две ступени скорости. Остановившись на этой цифре, переходим к определению наивыгоднейшего отношения $\frac{u}{c_1}$.

Предварительно выбираем угол $\alpha_1 = 21^\circ$ и намечаем закон изменения остальных углов:

$$\beta_2 = \beta_1 - 3^\circ; \alpha_1' = \alpha_2 - 3^\circ; \beta_2' = \beta_1' - 3^\circ.$$

Таблица 13

$\frac{u}{c_1}$	0,28	0,235	0,205	0,175	0,14
β_1	28°	26°50'	26°	25°20'	24°20'
β_2	25°	23°50'	23°	22°20'	21°20'
w_1	670	705	730	750	780
ψ	0,867	0,860	0,857	0,852	0,846 ¹
$w_2 = \psi w_1$	581	605	626	640	660
α_2	41°	35°30'	32°	29°20'	25°30'
α_1	38°	32°30'	29°	26°20'	22°30'
c_2	370	420	460	510	545
ψ_n	0,920	0,916	0,904	0,891	0,862
$c_1' = \psi_n c_2$	340	385	415	455	470
β_1'	86°	59°30'	48°	39°30'	30°
β_2'	83°	56°30'	45°	36°30'	27°
w_1'	215	233	263	320	360
ψ'	0,885	0,888	0,888	0,900	0,885
$w_2' = \psi' w_1'$	190	207	234	288	319
α_2'	140°	119°	97°	67°	43°
c_2'	300	195	166	185	215

¹ Коэффициенты ψ в этом примере расчета взяты автором по кривым, дающим более высокие значения, чем на фиг. 126—127, и являются преувеличенными.

Прим. ред.

Треугольники скоростей строим для следующих пяти значений $\frac{u}{c_1}$: 0,280; 0,235; 0,205; 0,175; 0,140.

Из первого скоростного треугольника путем геометрического построения находим угол β_1 и относительную скорость при входе в первый рабочий венец w_1 . Зная β_1 и $\beta_2 = \beta_1 - 3^\circ$, находим величину $\psi = F(\beta_1 + \beta_2)$ по графику, приведенному на фиг. 126, и вносим поправку на скорость.

Из второго треугольника находим c_2 и α_2 и аналогично предыдущему определяем $\psi_n = f(\alpha_2 + \alpha'_1, c_2)$ и т. д. Результаты подсчетов и построений сводим в табл. 13.

Намеченные варианты плана скоростей представлены на фиг. 223.

Коэффициент полезного действия на окружности диска Кертиса найдем по формуле

$$\eta_{ол} = \frac{2u}{c_{1r}^2} (c_{1u} + c_{2u} + c_{1u}' \pm c_{2u}').$$

Результаты подсчетов для различных $\frac{u}{c_1}$ сведены в табл. 14.

Таблица 14

$\frac{u}{c_1}$	0,28	0,235	0,205	0,175	0,14
u	250	210	183	156	125
c_{1u}	835	835	835	835	835
c_{2u}	279	342	390	445	491
c_{1u}'	263	325	363	408	434
c_{2u}'	-230	-95	-20	+72	+157
Σc_u	1152	1407	1568	1760	1917
$\eta_{ол}$	0,651	0,665	0,650	0,619	0,341

Нанося полученные результаты на график [строим кривую $\eta_{ол} = f\left(\frac{u}{c_1}\right)$ — фиг. 224], находим, что $\eta_{ол, \max}$ получается при $\frac{u}{c_1} \approx 0,24$.

Введем поправку на трение диска в паре и вентиляцию и определим оптимальное значение $\frac{u}{c_1}$.

Задаваясь предварительным значением $\eta_{ос} = 0,58$, найдем секундный расход пара:

$$G = \frac{860 N_g}{3600 \eta_{ос} h_0} = \frac{860 \cdot 1000}{0,58 \cdot 105,5 \cdot 3600} = 3,9 \text{ кг/сек.}$$

Удельный объем пара в междуплотовых каналах диска Кертиса можно взять по is -диаграмме (фиг. 222). Потеря энергии

в соплах уже известна (мы задались выше $\varphi = 0,95$), и мы можем отложить ее на is -диаграмме в калориях, вверх от точки A_1 , по основной адиабате процесса (отрезок h_c , фиг. 222). Состоянию пара при выходе из сопла будет, очевидно, соответствовать точка A_1 . В этой точке $v_1 \approx 0,72$ м³/кг. Принимая грубо ориентировочно, что $\eta_{oi} = 0,62$ (примерно на 4% ниже, чем η_{oa}), найдем по is -диаграмме, что удельный объем пара при выходе из турбины будет примерно $v = 0,8$ м³/кг. Значит, для определения величины $\xi_{та}$ можно применять в среднем $v \approx 0,76$ м³/кг.

Переменную величину ε и l_{cp} найдем, руководствуясь указаниями § 48.

Для отношения $\frac{u}{c_1} = 0,28$ напр. находим

$$u = 0,28c_1 = 0,28 \cdot 894 = 250 \text{ м/сек.}$$

Соответственно диаметр диска

$$d = \frac{60u}{\pi n} = \frac{60 \cdot 250}{\pi \cdot 3000} = 1,59 \text{ м.}$$

При желании получить степень парциальности $\varepsilon = 1$ нужно в этом случае высоту сопел сделать равной

$$l = \frac{k G v_1}{\varepsilon \pi d c_{1a}} = \frac{1,1 \cdot 3,9 \cdot 0,72}{1 \cdot \pi \cdot 1,59 \cdot 320} = 0,0019 \text{ м,}$$

т. е. 1,9 мм, что, конечно, недопустимо.

Коэффициент сужения сечения за счет толщины перегородок между соплами $k = \frac{t}{t-s}$, где t — шаг сопел, s — толщина перегородки. Так как размеры сопел пока неизвестны, задаемся ориентировочной величиной $k = 1,1$ для всех вариантов. Величина

$$c_{1a} = c_1 \cdot \sin \alpha_1 = 894 \cdot 0,359 = 320 \text{ м/сек.}$$

Минимальная высота сопел, которая может быть допущена, равна 10 мм. Принимая $l = 10$ мм, находим степень парциальности

$$\varepsilon = \frac{k G v_1}{\pi d l c_{1a}} = \frac{1,1 \cdot 3,9 \cdot 0,72}{\pi \cdot 1,59 \cdot 0,01 \cdot 320} = 0,192,$$

Принимая среднюю высоту лопаток $l_{cp} = 1,5l = 15$ мм, определим величину коэффициента B (формула 191):

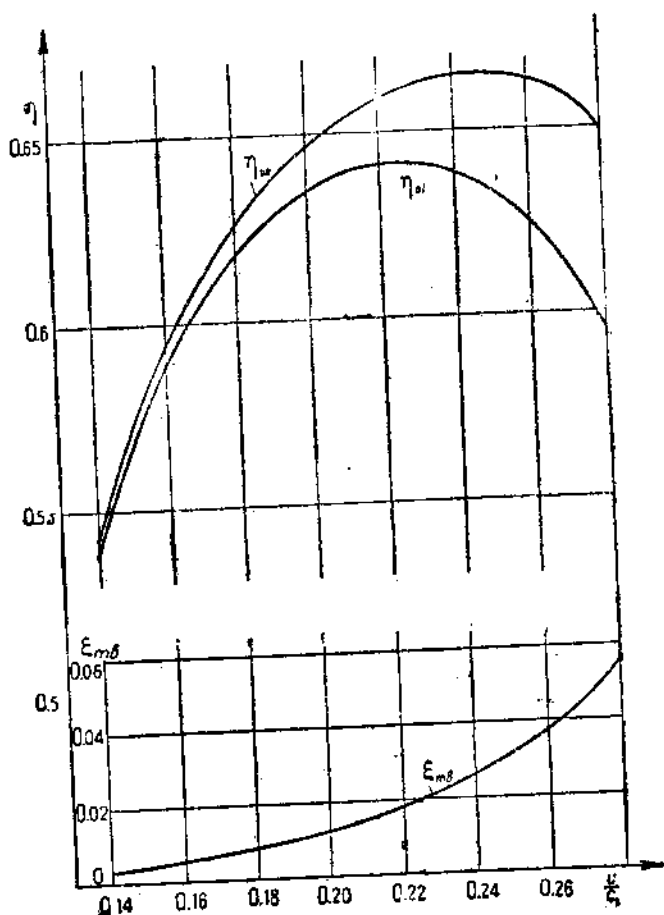
$$B = \frac{1,1}{10^6} \left[1,46 + 0,83 (1 - 0,192) \cdot \frac{1,5^{1,5}}{1,59} \right] \left(\frac{60}{\pi \cdot 3000} \right)^2 \cdot \frac{894^5}{0,76} = 74300.$$

Работа трения и вентиляции

$$N_{та} = B \left(\frac{u}{c_1} \right)^5 = 74300 \cdot 0,28^5 = 124,8 \text{ л. с.}$$

Наконец,

$$\begin{aligned}\xi_{m0} &= B \cdot \frac{2 \cdot 75 g \varphi^2}{G c_1^2} \cdot \left(\frac{u}{c_1}\right)^5 = N_{m0} \cdot \frac{2 \cdot 75 g \varphi^2}{G c_1^2} = \\ &= 124,8 \cdot \frac{2 \cdot 75 \cdot 9,81 \cdot 0,95^2}{3,9 \cdot 894^2} = 0,053.\end{aligned}$$



Фиг. 224. Кривые изменения η и η_{oi} в функции $\frac{u}{c_1}$.

Аналогичным образом для другого отношения $\frac{u}{c_1} = 0,235$ имеем

$$u = 0,235 \cdot 894 = 210 \text{ м/сек.}$$

$$d = \frac{60 \cdot 210}{\pi \cdot 3000} = 1,335 \text{ м.}$$

Принимая снова $l = 10$ мм, получим $\epsilon = 0,230$, то же самое для $\frac{u}{c_1} = 0,205$. Для следующих вариантов $\frac{u}{c_1} = 0,175$ и т. д.

можно уже принять $l=15$ мм, что более желательно, чем $l=10$ мм.

Продолжая расчет так же, как это было сделано для $\frac{u}{c_1} = 0,28$, сведем для удобства все вычисления в табл. 15.

Таблица 15
Определение η_{oi}

$\frac{u}{c_1}$	0,28	0,235	0,205	0,175	0,14
u м/сек	250	210	183	156,5	125
d м	1,59	1,335	1,165	0,995	0,795
l мм	10	10	10	15	15
ε	0,193	0,230	0,262	0,205	0,257
l_1 мм	15	15	15	20	20
$N_{тв}$. . л. с.	124,8	55,3	29,3	18,2	6,6
$\eta_{ол}$	0,651	0,665	0,650	0,619	0,541
$\xi_{тв}$	0,053	0,0235	0,0125	0,008	0,003
η_{oi}	0,598	0,6415	0,6375	0,611	0,538

Кривая $\xi_{тв} = f\left(\frac{u}{c_1}\right)$ построена на фиг. 224 внизу в том же масштабе. Кривую внутреннего к. п. д. проще всего найти графическим вычитанием ординат кривой $\xi_{тв}$ из ординат кривой $\eta_{ол}$, что и сделано на фиг. 224.

Вершина кривой η_{oi} сдвинута влево относительно кривой $\eta_{ол}$ и оптимальное значение $\frac{u}{c_1} = 0,22$. Значение $\frac{u}{c_1} = 0,22$ можно принять как окончательное для дальнейшего расчета.

2. Треугольники скоростей

Переходим к точному построению плана скоростей при выбранном наивыгоднейшем отношении $\frac{u}{c_1} = 0,22$ и $\alpha_1 = 21^\circ$ (фиг. 225).

Первый треугольник легко построить, зная угол α_1 , c_1 и $u = 0,22 c_1$. Относительная скорость при входе на лопатки w_1 определяется из формулы

$$w_1 = \sqrt{c_1^2 + u^2 - 2uc_1 \cos \alpha_1}$$

или непосредственно из скоростной диаграммы, которая должна быть тщательно построена,

$$w_1 = 715 \text{ м/сек.}$$

Угол относительной скорости β_1 удобно определить из соотношения

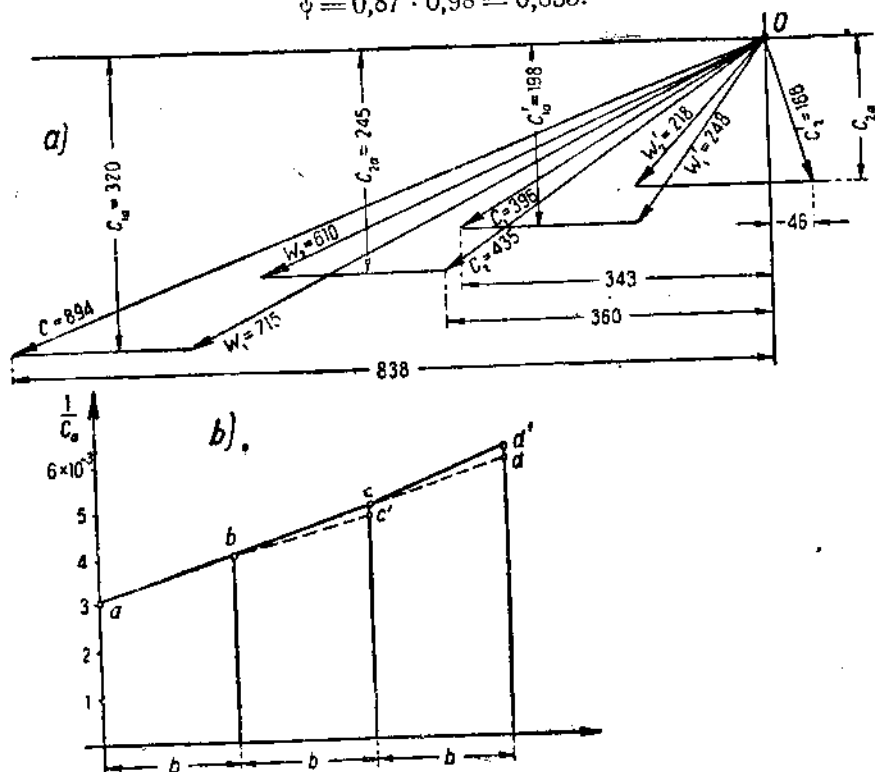
$$c_{1a} = c_1 \sin \alpha_1 = w_1 \sin \beta_1;$$

$$\sin \beta_1 = \frac{c_1}{w_1} \cdot \sin \alpha_1 = \frac{894}{715} \cdot 0,359 = 0,449;$$

$$\beta_1 = 26^\circ 40'.$$

Принимаем $\beta_2 = \beta_1 - 3^\circ = 23^\circ 40'$. Сумма $\beta_1 + \beta_2 = 50^\circ 20'$. По кривой $\psi = f(\beta_1 + \beta_2)$ находим $\psi_0 = 0,87$. Поправочный коэффициент $k = 0,98$.

$$\psi = 0,87 \cdot 0,98 = 0,853.$$



Фиг. 225. Расчетные треугольники скоростей и определение радиального профиля.

Относительная скорость пара при выходе из первого рабочего венца

$$w_2 = \psi w_1 = 0,853 \cdot 715 = 610 \text{ м/сек.}$$

Откладываем ее на диаграмме под углом β_2 и строим второй скоростной треугольник — для выхода пара из первого венца лопаток.

Параллельно с построением треугольников проверяем получающиеся соотношения высот лопаток. Для этого на вспомогательном графике (фиг. 225, б) откладываем по оси ординат величину $\frac{1}{c_a}$ (обратную высотам скоростных треугольников); по оси абсцисс

откладывается ширина лопаток b , которую принимаем одинаковой для всех последовательных венцов.

Имея две ординаты на этой вспомогательной диаграмме, пропорциональные высотам лопаток при входе и при выходе из первого рабочего венца, можно проверить, не будет ли при условии прямолинейного радиального профиля отношение $\frac{l_2''}{l}$ (высоты лопаток при выходе из турбины к высоте сопла) выходить за обычные пределы. Проверку легко сделать по формуле

$$\frac{l_2''}{l} = 3 \frac{l_1''}{l} - 2.$$

Эта формула выведена в предположении $b_1 = b_2 = b_3$ для двухвечных дисков¹. Если подставить в нее вместо l_2'' , l и l_1'' пропорциональные им величины $\frac{1}{c_a}$, то получим

$$\frac{c_{1a}}{c_{2a}} = 3 \frac{c_{1a}}{c_{2a}} - 2.$$

В нашем случае должно получиться

$$\frac{c_{1a}}{c_{2a}} = 3 \cdot \frac{320}{244} - 2 = 1,92,$$

что не выходит за пределы допустимых величин (около 2 + 2,5). Скорость c_2 при выходе из первого венца:

$$c_2 = \sqrt{w_2^2 + u^2 - 2 u w_2 \cos \beta_2} = 435 \text{ м/сек.}$$

$$\sin \alpha_2 = \frac{w_2}{c_2} \sin \beta_2 = \frac{610}{435} \cdot 0,401 = 0,563,$$

$$\alpha_2 = 34^\circ 20'.$$

$$\text{Пусть } \alpha_1' = \alpha_2 - 3^\circ = 31^\circ 20'.$$

Тогда $\psi_n = 0,911$; $c_1' = \psi_n c_2 = 0,911 \cdot 435 = 396 \text{ м/сек.}$

Высота третьего скоростного треугольника

$$c'_{1a} = c_1' \sin \alpha_1' = 396 \cdot 0,520 = 203 \text{ м/сек.}$$

$$\frac{1}{c'_{1a}} = 0,00485.$$

Откладывая полученную величину на вспомогательном графике, видим, что высота $\frac{1}{c'_{1a}}$ несколько мала,² следовательно, нужно увеличить угол α_1' . Попробуем взять $\alpha_1' = 30^\circ$.

¹ Легко показать, что при равной ширине лопаток всех венцов отношение

$$\frac{l_2''}{l} = \frac{l + 3(l_1'' - l)}{l} = 3 \cdot \frac{l_1''}{l} - 2.$$

Отрезок bc' лежит ниже прямой abd .

Тогда $\psi = 0,909$; $c_1' = \psi \cdot c_2 = 0,909 \cdot 435 = 395$ м/сек.

$$c_{1a}' = 395 \cdot 0,500 = 197 \text{ м/сек},$$

$$\frac{1}{c_{1a}'} = 0,00505.$$

На этот раз получен вполне удовлетворительный результат, и на этом значении угла α_1' можно остановиться.

Приспавывая третий треугольник, находим

$$w_1' = \sqrt{(c_1')^2 + u^2 - 2uc_1' \cos \alpha_1'} = 248 \text{ м/сек},$$

$$\sin \beta_1' = \frac{c_1'}{w_1'} \sin \alpha_1' = \frac{395}{248} \cdot 0,500 = 0,798,$$

$$\beta_1' = 53^\circ.$$

Наметим $\beta_2' = \beta_1' - 6^\circ = 53 - 6 = 47^\circ$. В таком случае $\psi' = 0,880$;
 $w_2' = 0,880 \cdot 248 = 218$ м/сек.

$$c_{2a}' = w_2' \sin \beta_2' = 218 \cdot 0,731 = 159 \text{ м/сек},$$

$$\frac{1}{c_{2a}'} = 0,00627.$$

Принятое значение угла дает удовлетворительный результат. Можно остановиться на нем или взять несколько меньший угол ($\beta_2' = \beta_1' - 5^\circ$). Тогда получился бы совершенно прямолинейный профиль.

Таким образом умеренное и постепенное увеличение углов по направлению движения пара дает возможность легко получить благоприятный прямолинейный профиль.

Абсолютная скорость пара при выходе из последнего венца

$$c_2' = 166 \text{ м/сек},$$

$$\sin (180 - \alpha_2') = \frac{w_2'}{c_2'} \cdot \sin \beta_2' = \frac{218}{166} \cdot 0,731 = 0,960,$$

$$\alpha_2' = 180 - 74 = 106^\circ.$$

3. Коэффициенты полезного действия и расход пара

После окончательного построения плана скоростей можно определить к. п. д. турбины:

$$\eta_{oa} = \frac{2u}{c_{1a}'} (c_1 \cos \alpha_1 + c_2 \cos \alpha_2 + c_1' \cos \alpha_1' + c_2' \cos \alpha_2') =$$

$$= \frac{2 \cdot 197}{940^2} (838 + 360 + 343 - 46) = 0,667.$$

Окружная скорость $u = 197$ м/сек, следовательно, диаметр диска

$$d = \frac{60u}{\pi n} = \frac{60 \cdot 197}{\pi \cdot 3000} = 1,25 \text{ м.}$$

Принимая окончательно высоту сопел $l = 12$ мм, определяем степень парциальности

$$\epsilon = \frac{\kappa G v_1}{l \pi d c_1} = \frac{1,1 \cdot 3,9 \cdot 0,72}{0,012 \cdot \pi \cdot 1,25 \cdot 320} = 0,204.$$

Примем среднюю высоту лопаток $l_{cp} = 1,5 l = 18$ мм. Тогда работа трения и вентиляции будет

$$N_{ms} = \frac{\lambda}{10^8} \left[1,46 d^2 + 0,83 (1 - \epsilon) d l_{cp}^{1,5} \right] \frac{u^3}{c_{cp}} =$$

$$= \frac{1,1}{10^8} \left[1,46 \cdot 1,25^2 + 0,83 (1 - 0,204) 1,25 \cdot 1,8^{1,5} \right] \frac{197^3}{0,76} = 53 \text{ л. с.}$$

и

$$\xi_{ms} = 53 \cdot \frac{2 \cdot 75 \cdot 9,81 \cdot 0,95^2}{3,9 \cdot 894^2} = 0,023.$$

Внутренний относительный к. п. д.

$$\eta_{oi} = \eta_{oi} - \xi_{ms} = 0,667 - 0,023 = 0,643.$$

Принимая механический к. п. д. турбины $\eta_m = 0,97$ и к. п. д. электрического генератора $\eta_g = 0,93$, получим к. п. д. турбогенератора в целом:

$$\eta_{os} = \eta_{oi} \eta_m \eta_g = 0,643 \cdot 0,97 \cdot 0,93 = 0,580,$$

что совпадает с принятой выше ориентировочной цифрой (0,58).

Расход пара на 1 *квтч* турбогенератора

$$d_s = \frac{860}{\eta_{os} h_0} = \frac{860}{0,58 \cdot 105,5} = 14,0 \text{ кг/квтч.}$$

Чтобы получить полный расход пара на 1 *квтч*, следует учесть еще потерю на утечку пара через лабиринтовые уплотнения. Точный подсчет этих потерь, собственно говоря, возможен тогда, когда уже сделан расчет вала турбины и имеется эскиз конструкции уплотнений. Дальше, однако, мы увидим, что эта потеря вообще невелика.

Оба уплотнения турбины Кертиса работают в совершенно одинаковых условиях. Давление пара в камере колеса Кертиса $p_1 = 2,5$ *ата*. Наружное давление $p_a = 1$ *ата*.

Примем ориентировочно диаметр вала турбины $d = 120$ мм. Число камер уплотнения $z = 5$.

Критическое давление пара при выходе из последнего лабиринта

$$p_k = p_1 \cdot \frac{0,85}{\sqrt{z + 1,5}} = 2,5 \cdot \frac{0,85}{\sqrt{5 + 1,5}} = 0,83 \text{ ата,}$$

т. е. $p_k < p_a$. Поэтому потерю пара через уплотнение можно определить по следующей формуле Стодола (см. § 28):

$$C_{ym} = 100 f \sqrt{\frac{g(p_1^2 - p_a^2)}{z p_1 v_1}}.$$

Здесь площадь для прохода пара, образуемая зазором между валом и гребешком,

$$f = \pi ds = \pi \cdot 0,12 \cdot 0,0003 = 0,00011 \text{ м}^2,$$

где величина зазора s принята 0,3 мм.

$$G_{ym} = 100 \cdot 0,00011 \cdot \sqrt{\frac{9,81 \cdot (2,5^2 - 1^2)}{5 \cdot 2,5 \cdot 0,8}} = 0,025 \text{ кг/сек.}$$

Часовая утечка через оба уплотнения:

$$D_{ym} = 2 \cdot 0,025 \cdot 3600 = 180 \text{ кг/час}$$

или

$$\frac{D_{ym}}{N_g} = \frac{180}{1000} = 0,18 \text{ кг/квтч.}$$

Окончательно

$$d_g = 14,0 + 0,18 = 14,18 \approx 14,2 \text{ кг/квтч.}$$

Полный часовой расход пара на турбину

$$D = d_g N_g = 14,2 \cdot 1000 = 14200 \text{ кг/час}$$

или

$$\frac{D}{3600} = \frac{14200}{3600} = 3,95 \text{ кг/сек.}$$

Построение теплового процесса турбины в is -диаграмме (фиг. 222) можно закончить, определив величину отдельных потерь в кал/кг.

Потеря в соплах

$$h_c = (1 - \varphi^2) h_0 = 0,1 \cdot 105,5 = 10,55 \text{ кал/кг.}$$

Потеря в рабочих лопатках первой ступени

$$h_a = A \xi \frac{w_1^2}{2g} = 16,6 \text{ кал/кг.}$$

Потеря в направляющих лопатках

$$h_n = A \xi_n \frac{c_2^2}{2g} = 4,0 \text{ кал/кг.}$$

Потеря в рабочих лопатках второй ступени

$$h'_a = A \xi' \frac{w_1'^2}{2g} = 1,67 \text{ кал/кг.}$$

Выходная потеря

$$h_s = A \frac{(c_2')^2}{2g} = 3,18 \text{ кал/кг.}$$

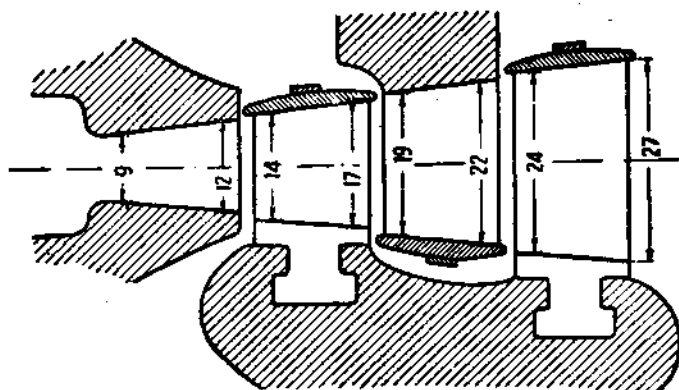
Потеря на вентиляцию и трение диска в паре была определена выше в долях от общего перепада тепла:

$$\xi_{ms} = 0,023.$$

В тепловых единицах:

$$h_{ms} = \xi_{ms} h_0 = 105,5 \cdot 0,023 = 2,5 \text{ кал/кг.}$$

Коэффициент полезного действия на окружности диска, вычисленный на основе баланса тепла,



Фиг. 226. Эскиз радиального профиля проточной части Кертиса.

$$\eta_{ol} = \frac{h_0 - \Sigma h_{\text{вснца}}}{h_0} = \frac{105,5 - (10,55 + 16,6 + 4,0 + 1,67 + 3,18)}{105,5} = \frac{105,5 - 36}{105,5} = 0,66.$$

Внутренний к. п. д.

$$\eta_{ot} = \frac{h_0 - \Sigma h_{\text{внутр.}}}{h_0} = \frac{105,5 - 36 - 2,5}{105,5} = 0,635.$$

Некоторое (незначительное) несовпадение с прежде полученными цифрами объясняется неточностью расчетов по разным способам. Построение баланса тепла обязательно в расчете турбины и понадобится нам только для определения удельного объема пара в разные моменты процесса.

Все вышенайденные потери отложены на фиг. 222 вверх по основной адиабате в последовательном порядке.

4. Расчет проточной части

Все сделанные до сих пор расчеты дают возможность найти основные размеры проточной части турбины, определением которых и заканчивается тепловой расчет.

Прежде всего диаметр диска (по средней окружности лопаток)

$$d = \frac{60u}{\pi n} = \frac{60 \cdot 197}{3,14 \cdot 3000} = 1,25 \text{ м.}$$

Эта цифра несколько велика; можно было бы ее уменьшить за счет ухудшения к. п. д. турбины или взять три ступени скорости, что также понизило бы к. п. д. Однако в практике диски такого большого диаметра часто применяются.

Сопла турбины должны быть выполнены расширяющимися, так как отношение давлений

$$\frac{p_1}{p_0} = \frac{2,5}{20} = 0,125$$

меньше критического.

Суммарное сечение сопел в узком месте

$$\Sigma f_{\min} = \frac{G}{203 \sqrt{\frac{p_0}{v_0}}}$$

При $p_0 = 20 \text{ ата}$, $t_0 = 325^\circ \text{ Ц}$, удельный объем пара

$$v_0 = 0,135 \text{ м}^3/\text{кг}$$

$$\Sigma f_{\min} = \frac{3,9}{203 \sqrt{\frac{20}{0,135}}} = 0,00159 \text{ м}^2 = 1590 \text{ мм}^2$$

Суммарное выходное сечение

$$\Sigma f_1 = \frac{G v_1}{c_1} = \frac{3,9 \cdot 0,72}{894} = 0,00314 \text{ м}^2 = 3140 \text{ мм}^2.$$

(объем пара v_1 — при выходе из сопел в точке A_1 , фиг. 222).

Когда известны суммарные поперечные сечения сопел в горле и при выходе, а также выбрана выходная высота сопел, число сопел желательно подобрать таким образом, чтобы форма входного и выходного сечений каждого сопла была более или менее близкой к квадратной (в соплах, представляющих цельную отливку).

Степень парциальности турбины, которую мы определили выше, относится к полной нагрузке турбины. При работе однодисковой турбины с недогрузкой часть сопел закрывается, и степень парциальности, естественно, уменьшается. В случае перегрузки в таких турбинах предусматриваются добавочные сопла, при открытии которых степень парциальности возрастает по сравнению с расчетной.

Высота лопаток первой ступени при входе может быть взята на 2—3 мм больше высоты сопел:

$$l'_1 = l + 2 = 14 \text{ мм.}$$

Высота лопаток при выходе из первой ступени, если пренебречь разницей в коэффициентах сужения k ,

$$l_1'' = l \frac{c_{1a}}{c_{2a}} \frac{v_2}{v_1} = 12 \cdot \frac{320}{435 \cdot 0,563} \cdot \frac{0,77}{0,72} \approx 17 \text{ мм}$$

(удельные объемы пара взяты из i -с-диаграммы; v_1 — объем пара в точке A_1 , v_2 — объем в точке A_2).

Высоту лопаток при входе в направляющий венец можно принять на 2 мм больше l_2' :

$$l_n' = l_1'' + 2 = 19 \text{ мм.}$$

Выходная высота направляющих лопаток

$$l_n'' = l \frac{c_{1a}}{c_{1a}'} \frac{v_1'}{v_1} = 12 \cdot \frac{320}{197} \cdot \frac{0,79}{0,72} = 21,4 \text{ мм.}$$

Входная высота рабочих лопаток второй ступени

$$l_2' = l_n' + 3 = 24 \text{ мм.}$$

Выходная высота второй ступени скорости

$$l_2'' = l \frac{c_{1a}}{c_{2a}'} \frac{v_2'}{v_1} = 12 \cdot \frac{320}{159} \cdot \frac{0,80}{0,72} = 27 \text{ мм.}$$

Вычерчивая радиальный профиль, примем окончательно следующие размеры: $l_1' = 14 \text{ мм}$; $l_1'' = 17 \text{ мм}$; $l_n' = 19 \text{ мм}$; $l_n'' = 22 \text{ мм}$; $l_2' = 24 \text{ мм}$, $l_2'' = 27 \text{ мм}$.

Средняя высота лопаток получилась около 20 мм. При подсчете потери на трение и вентиляцию было принято $l = 15 \text{ мм}$. Эта разница, однако, не должна сильно отразиться на правильности всего расчета (даст разницу в к. п. д. порядка 0,005), и поэтому расчет можно не переделывать, тем более что сама формула работы трения является до известной степени приближенной.

На фиг. 226 вычерчен радиальный профиль турбины, полученный из расчета.

§ 50. Конструкция турбин со ступенями скорости

Одна из типичных конструкций однодисковых турбин со ступенями скорости, фирмы АЕГ, была приведена на фиг. 49 (часть I). Это — турбина наиболее крупной мощности по сравнению с другими турбинами этого же типа; применяются они почти исключительно для работы с противодавлением и имеют мощность до 2000 квт.

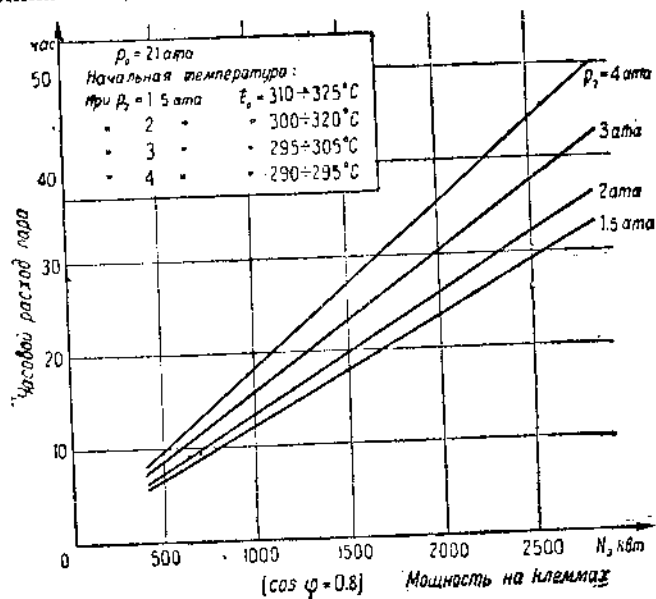
Здесь мы разберем несколько типичных примеров применения турбин со ступенями скорости в качестве вспомогательных двигателей. Этот класс мелких турбин („Kleinturbinen“) можно разбить по принципу конструкции на три группы:

1) турбины с нормальным двух- или трехвенечным диском Кертиса;

2) турбины, состоящие из одновенечного диска с многократным аксиальным подводом пара к одному и тому же венцу, чем и осуществляется разбивка процесса на ступени скорости, — тип Кинаст (Kienast);

3) радиальные турбины типа Электра, также состоящие из одновенечного диска, но с многократным радиальным подводом пара к рабочим лопаткам.

Турбины последних двух типов применяются обычно в области самых мелких мощностей. При мощностях выше примерно 500 *квт*



Фиг. 227. Расход пара одноступенчатыми турбинами с противодавлением фирмы Бергман.

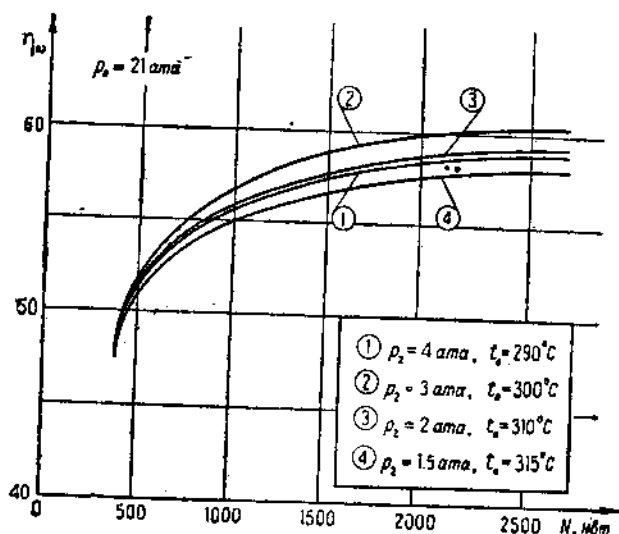
предпочтительно применяется более надежный по конструкции и для этих мощностей более экономичный тип Кертиса.

Турбины типа Кинаст и Электра имеют более значительные по сравнению с типом Кертиса потери в направляющих каналах, но зато меньшие вентиляционные потери, отличаются дешевизной и компактностью.

На фиг. 227 и 228 даны графики часового расхода пара иотносительно-электрических к. п. д. $\eta_{ог}$ в функции мощности турбогенератора, измеренной на клеммах в *квт* (при $\cos \varphi = 0,8$). Эти графики построены для одноступенчатых турбин со ступенями скорости фирмы Бергман, работающих с противодавлением. Различные кривые соответствуют разным значениям противодавления турбины (4, 3, 2 и 1,5 *атм*). Начальное давление пара во всех случаях $p_0 = 21 \text{ атм}$. Температура свежего пара выбрана с таким расчетом, чтобы отработавший пар выходил из турбины еще

слегка перегретым (примерно на 25°C сверх температуры насыщения); это уменьшает конденсацию пара при передаче его по паропроводам на производство.

Все характерные данные указаны на графиках. Эти графики дают общее представление о порядке величин к. п. д. и расхода пара для дисков Кертиса.



Фиг. 228. Относительно-электрический к. п. д. одноступенчатых турбин с противодавлением фирмы Бергман.

1. Турбины завода Маффей (Maffei A.-G. München)

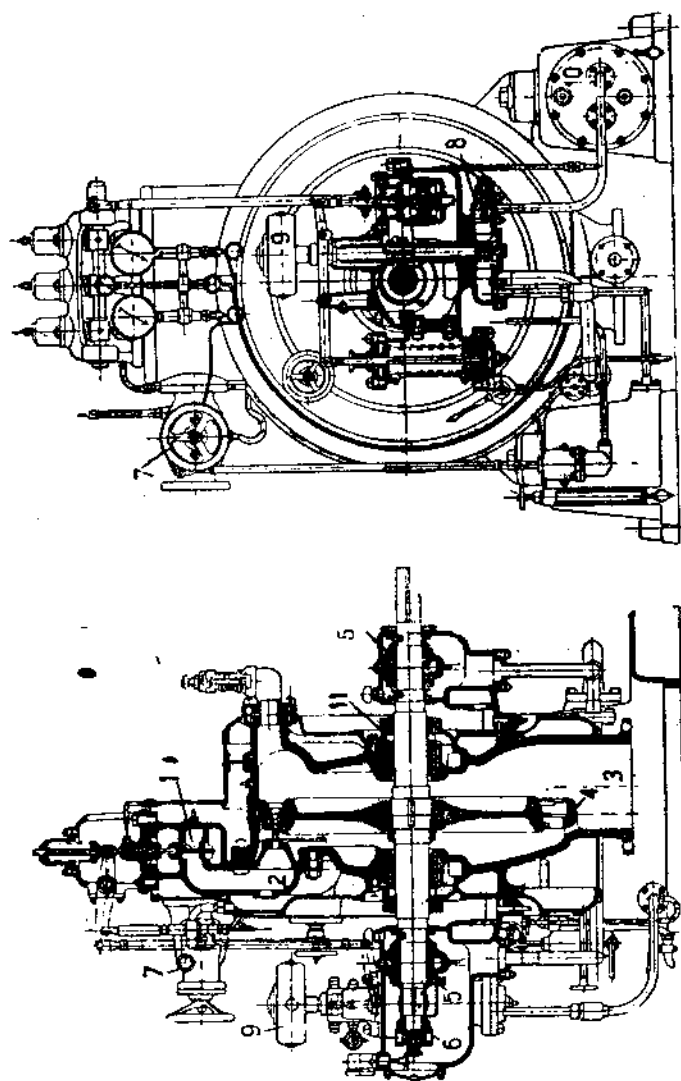
На фиг. 229 показана конструкция завода Маффей для привода питательного насоса высокого давления. Турбина выполнена в виде трехступенчатого диска Кертиса. Мощность агрегата 400 л. с.

Диск турбины насажен на слегка коническую часть вала и закреплен при помощи шпонки. Пар поступает в турбину через три двухседельных клапана соплового регулирования 1 и подводится к соплам по трем каналам 2. Отработавший пар (турбина работает с противодавлением) отводится через патрубок 3. Корпус турбины (передней и задней стенкам) придана полусферическая форма для избежания плоских стенок. Дугообразная перегородка 4 служит для уменьшения вентиляционной потери.

Турбина имеет два простых опорных подшипника с цилиндрическими вкладышами 5. В коробке переднего подшипника, на конце вала, помещен скоростной выключатель 6, выполненный в виде кольца, эксцентрично надетого на вал и удерживаемого в этом положении специальной пружиной. При повышении числа оборотов на 10—15% сверх нормального скоростной выключатель при помощи выключающей масляной передачи захлопывает пусковой вентиль 7. Масло в масляную систему турбины подается при помощи насоса 8, сидящего на валу скоростного

регулятора 9. Маслоохладитель (10) помещен в фундаментной раме турбины. Уплотнения 11 турбины — угольные, состоят из семи угольных колец с каждой стороны.

Система регулирования выполнена несколько иным образом, чем у крупных турбин той же фирмы. Регулирование турбины

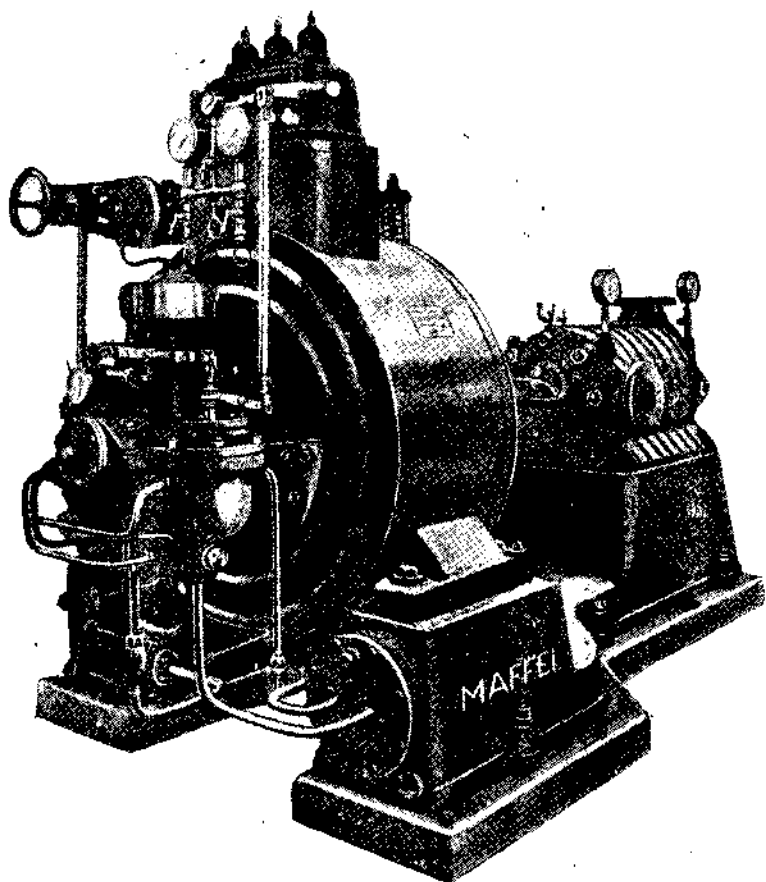


Фиг. 229. Турбина для привода питательного насоса 400 л. с. фирмы Мaffей.

находится под воздействием специального регулятора давления мембранного типа ¹. С одной стороны мембраны действует давление воды в насосе, с которым соединена турбина, с другой сто-

¹ Подробнее об устройстве регуляторов давления и о принципах и конструкциях регулирования турбин вообще будет сказано в отделе регулирования турбин.

роны мембрана нагружена пружиной и сверх того находится под давлением пара в котле. Движения мембраны передаются при помощи рычагов регулирующим клапанам. Пока число оборотов насоса ниже числа оборотов скоростного регулятора, предельное положение муфты последнего является неподвижной опорной точкой для регулятора давления; регулятор давления без вмешательства скоростного регулятора управляет клапанами турбины. Когда же по какой-либо причине регулятор давления отказывается

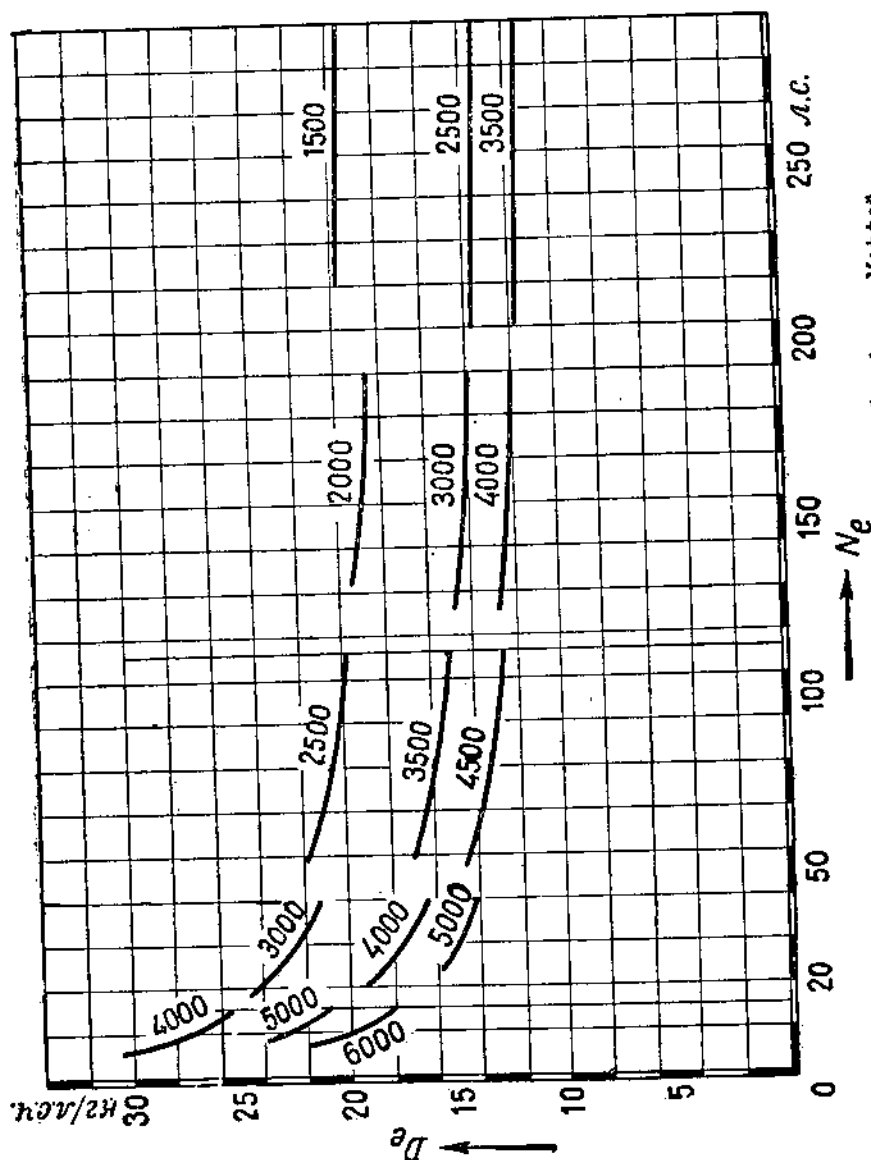


Фиг. 230. Общий вид турбины Маффей 400 л. с.

работать (например, при срыве работы насоса вследствие попадания в него воздуха), приходит в действие скоростной регулятор, предохраняющий, таким образом, турбину от разноса и выполняющий в данном случае роль скоростного выключателя. От последнего регулятор отличается тем, что не останавливает совершенно турбину, так что нет необходимости пускать ее вновь.

На фиг. 230 изображен общий вид той же турбины. На переднем плане виден маслоохладитель, смонтированный в фундаментной

раме. Слева хорошо виден передний подшипник, корпус регулятора и масляного насоса, пусковой вентиль и передача к регулирующим клапанам.

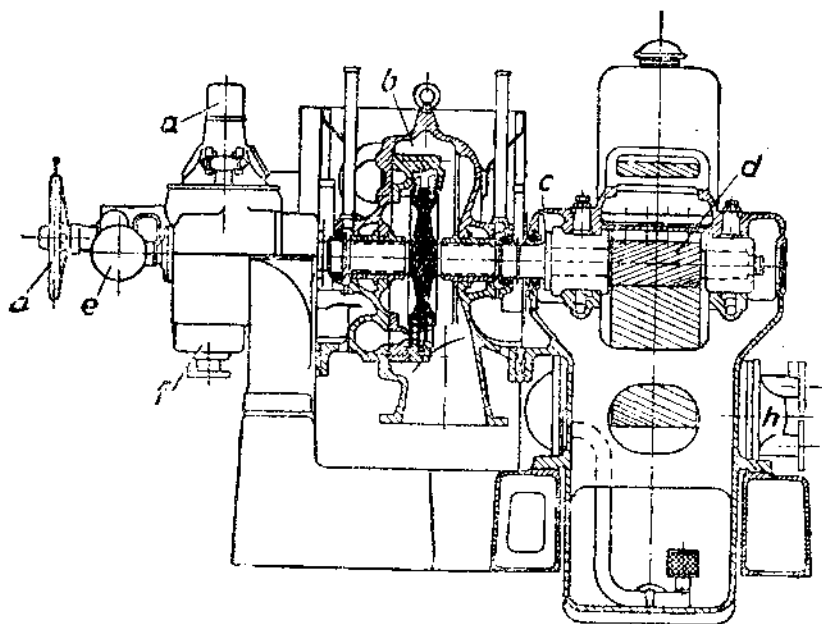


Фиг. 231. Кривые удельного расхода пара турбин фирмы Маффей.

Фиг. 231 дает понятие о расходе пара турбинами небольшой мощности фирмы Маффей. На графике представлен расход пара в кг/л. с. ч. в зависимости от мощности турбины и числа оборотов. График построен для начального состояния пара $p_0 = 11 \text{ ата}$, $t_0 = 250^\circ \text{Ц}$ при работе на атмосферу.

Чем выше число оборотов турбины, тем меньше удельный расход пара при одной и той же мощности.

Относительно-эффективный к. п. д. мелких турбин Маффей, подсчитанный по этому графику, для мощностей порядка 250—280 л. с. составляет около 50% при $n = 3000$ об/мин и около 30% при $n = 1500$ об/мин. Для очень мелких единиц этот коэффициент еще ниже; так, для мощности порядка 10 л. с. η_{re} в зависимости от числа оборотов колеблется от 20 до 30%.



Фиг. 232. Турбина фирмы АЕГ с редуктором.

2. Турбины фирмы АЕГ (Allgemeine Elektrizitäts-Gesellschaft, Berlin)

Фирма АЕГ строит паровые турбины всевозможных типов и размеров, начиная от маленьких турбинок для освещения и вентиляторов и кончая мощными и сложными агрегатами на десятки тысяч киловатт каждый. Из числа мелких турбин этой фирмы рассмотрим два типичных примера: турбину с противодавлением и зубчатой передачей и турбину для освещения поездов и судов.

Турбина с редуктором изображена на фиг. 232. Как видно из чертежа, размеры редуктора превышают размеры самой турбины.

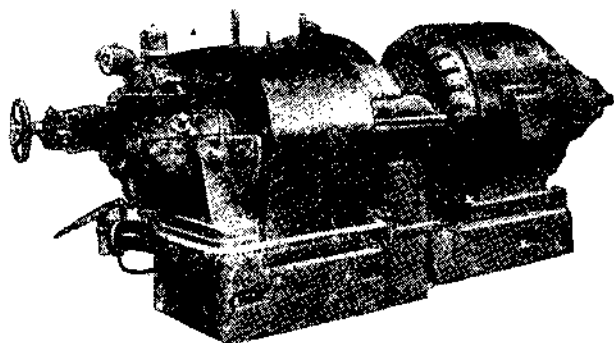
Эти турбины работают с числом оборотов от 6000 до 8500 и строятся на мощность от 100 до 1500 квт. Благодаря высокому числу оборотов может быть достигнуто наиболее выгодное отноше-

ние $\frac{u}{c_1}$ при небольших размерах ротора и не очень больших напряжениях в материале ротора. Зубчатая передача снижает число оборотов до обычного для электрических генераторов. На фотографии (фиг. 233) турбина показана вместе с генератором переменного тока.

Сама турбина выполнена в виде двухступенчатого диска Кертиса. Диск выточен заодно с валом. Турбина снабжена лабиринтовыми уплотнениями и подшипниками обычного типа АЕГ.

Скоростной регулятор турбины расположен на вертикальном валу. На том же валу находится масляный насос. Зубчатая передача работает в масляной ванне.

По данным проф. Крафта коэффициент отдачи на венце такой турбины составляет около 66%, что дает основание предполагать относительно-эффективный к. п. д. порядка 50—60%.



Фиг. 233. Общий вид турбины АЕГ с редуктором.

Для небольших осветительных установок

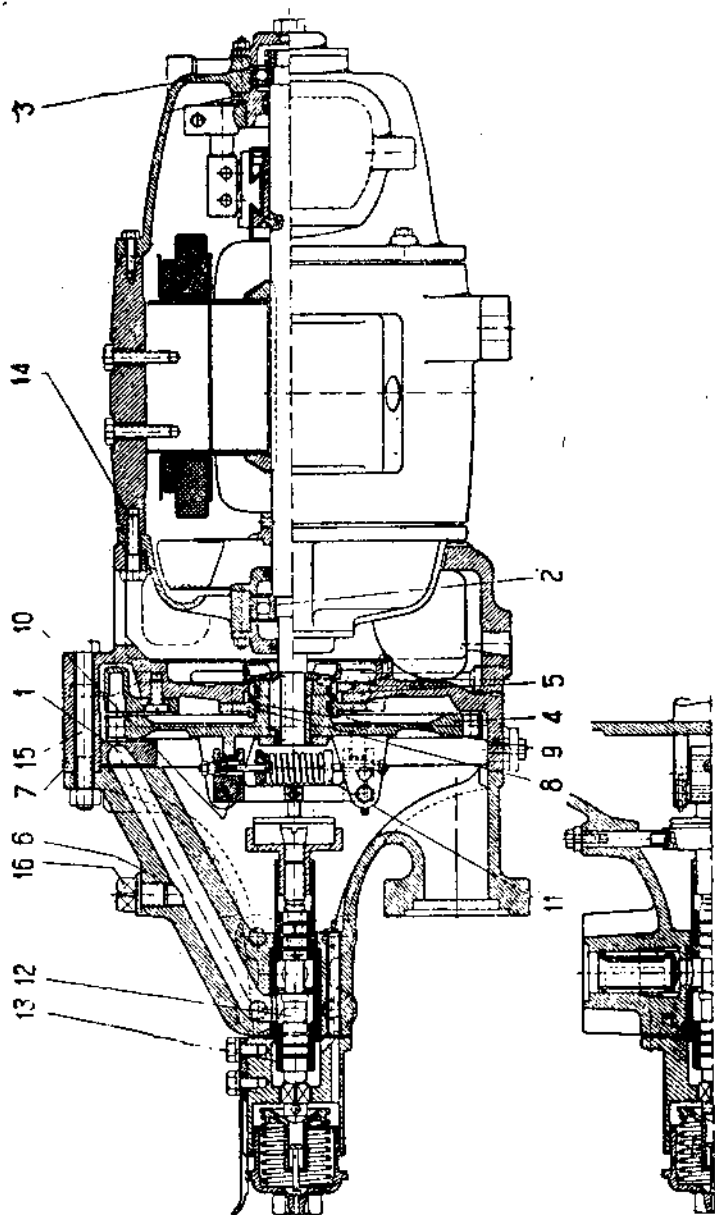
фирма АЕГ строит турбины мощностью от 0,5 до 20 квт при числе оборотов от 3600 до 2500. Установки такого рода широко применяются для освещения поездов (причем агрегат монтируется на раме паровоза или на паровозном котле), на судах, морских и речных, для освещения паровых передвижных кранов, мастерских, заводских цехов и пр.

Производство подобных осветительных агрегатов налажено в последнее время и у нас в СССР (завод „Ревтруд“ в Тамбове).

Размеры осветительных агрегатов АЕГ очень невелики. Так, при мощности 0,5—10 квт длина всего агрегата (турбины вместе с генератором) составляет 800—1100 мм при высоте от 200 до 600 мм. Длина (по оси) турбинной части 350—425 мм.

Разрез турбогенератора в целом представлен на фиг. 234. Диск турбины одновенечный. Пар к соплам 1 подводится по каналу в корпусе турбины. Пройдя через рабочие лопатки и отдав часть своего скоростного напора, что соответствует процессу в первой ступени скорости обычного диска Кертиса, пар при помощи изогнутого (в осевом направлении) канала, заменяющего направляющие лопатки диска Кертиса, снова подводится к рабочим лопаткам, отдавая вторую часть своего скоростного напора на том же самом рабочем венце. После этого пар выходит в выпускной патрубок, расположенный в левой нижней части агрегата (по чертежу). Таким образом здесь путем двукратного аксиального подвода пара к рабочему венцу осуществляется про-

цесс работы аксиальной однодисковой турбины со ступенями скорости. По конструкции эта турбина относится, следовательно, к типу Кинаст.



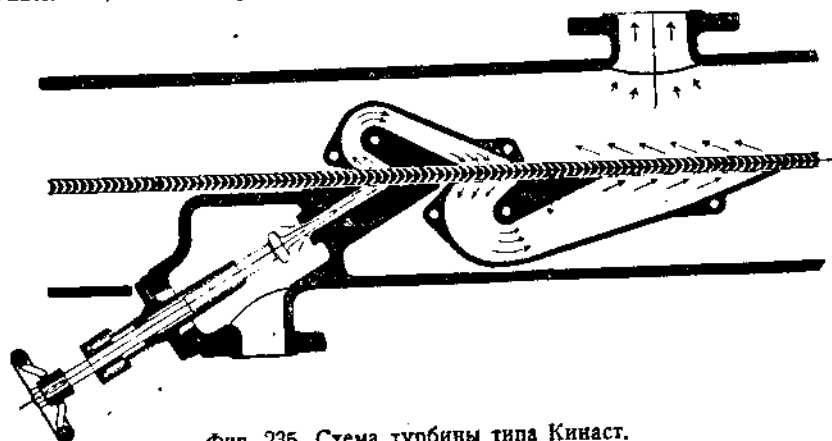
Фиг. 234. Разрез турбогенератора АЭГ для освещения (мощностью от 0,5 до 20 кВт).

На фиг. 235 изображена схема, поясняющая принцип работы подобной турбины, но не с двумя, а с тремя ступенями скорости, т. е. с трехкратным подводом пара к рабочему венцу.

Расчет турбин этого типа отличается от разобранного

выше следующими особенностями. В обычной турбине со ступенями скорости профили лопаток и их высоты различны для разных венцов (ступеней скорости). Закон изменения углов и высот там приходится подбирать таким образом, чтобы, не выходя за пределы благоприятных и конструктивно-выполнимых очертаний проточной части, получить в то же время достаточно высокий к. п. д. Это ставит известные ограничения при проектировании, что уже отмечалось в предыдущих параграфах.

В конструкции типа Кинаст один и тот же рабочий венец играет роль первой, второй и т. д. ступеней скорости; можно сказать, что размеры рабочих лопаток для всех ступеней скорости одинаковы. Зато возрастает длина дуги, которая охватывается направляющими аппаратами. Ширина направляющих каналов (см.



Фиг. 235. Схема турбины типа Кинаст.

схему фиг. 235) увеличивается по направлению движения пара вследствие постепенного уменьшения величины абсолютной скорости пара c .

Пар протекает по рабочим лопаткам то слева направо (по чертежу фиг. 234), то справа налево; одни и те же лопатки служат рабочими лопатками для всех ступеней. Поэтому при построении треугольников скоростей должно быть соблюдено равенство углов

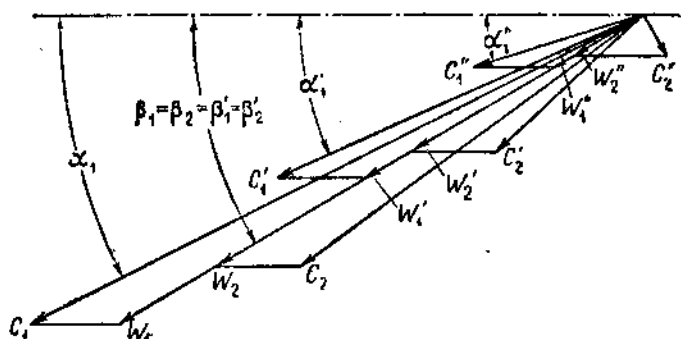
$$\beta_1 = \beta_2 = \beta'_1 = \beta'_2 = \dots$$

Треугольники скоростей принимают вид, изображенный на фиг. 236, что благоприятно сказывается на к. п. д., так как сумма $\Sigma(c_{1u} + c_{2u})$ заметно возрастает. С другой стороны, однако, начальный угол α_1 в такой турбине должен быть выбран довольно большим, чтобы при дальнейшем уменьшении входных углов (α'_1, α''_1) остаться в допустимых пределах.

Не останавливаясь подробнее на расчете турбин типа Кинаст, представляющем интерес только для области мелкого турбостроения, возвратимся к разбору оригинальной конструкции осветительных турбин АЕГ. Диск этой турбины находится на весу и расположен на конце вала генератора, за левым под-

шипником 2. Диск 4 надет на коническую втулку 5 и закреплен при помощи фасонной гайки.

Корпус турбины состоит из двух частей: передней 6, в которой помещается паровпускной канал и регулирование, и задней, цилиндрической 7, охватывающей диск.



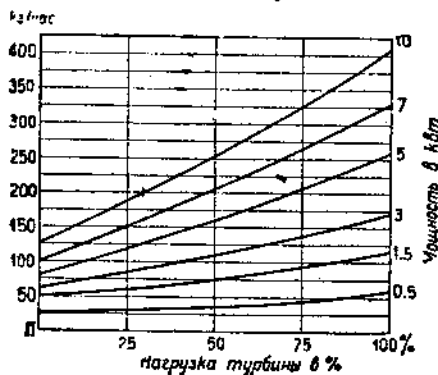
Фиг. 236. План скоростей турбины типа Кинаст.

Так как диск находится на весу, можно ограничиться только одним уплотнением. Уплотнение 8 состоит из двух колец 9.

Ввиду незначительной нагрузки турбогенератор снабжен шариковыми подшипниками 2 и 3. Они способны воспринимать легкие осевые усилия, которые могут возникать при работе регулятора турбины.

Регулятор действует непосредственно, исполняя роль органа, перекрывающего впуск пара в турбину. Маятники 10 регулятора

подвешены на двух осях, на кронштейнах, отлитых заодно с диском, и находятся под действием пружины 11. Маятники связаны при помощи упорного диска с золотником 12, который перемещается по осевому направлению. При уменьшении нагрузки турбины грузы регулятора, преодолевая натяжение пружины, раздвигаются и золотник 12 передвигается в своей буксе 13 вправо, дросселируя пар, впускаемый в турбину. При обратном движении золотник, наоборот, приоткрывает впускной канал. Вращению золотника

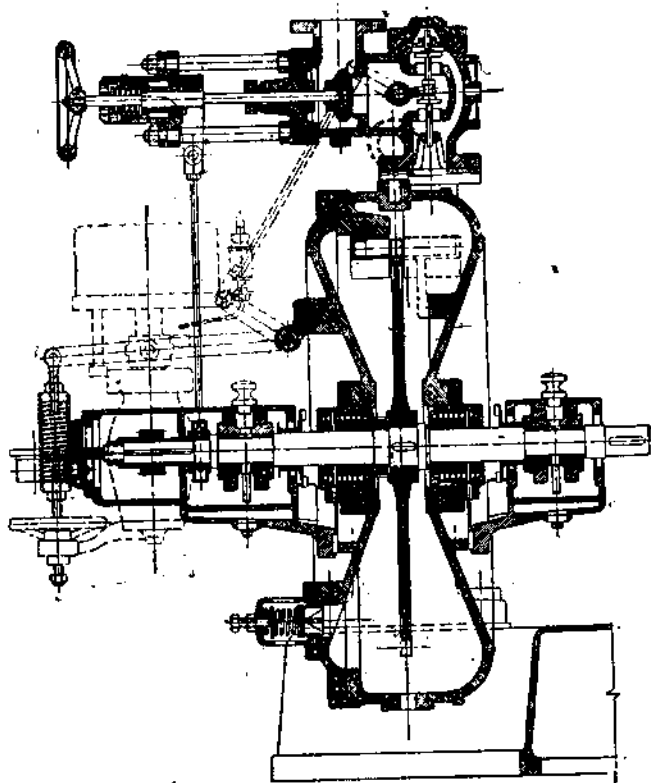


Фиг. 237. График удельных расходов пара осветительных турбогенераторов АЕГ.

препятствует левый конец шпинделя, запиленный на квадрат.

Со статором генератора турбина соединена при помощи болтов 14. Болты 15 служат для соединения двух половин корпуса турбины. Пробка 16 закрывает отверстие, предназначенное для постановки манометра.

По данным фирмы АЕГ расход пара этими турбинами при мощности 10 *квт* составляет около 40 *кг/квтч*, при мощности 0,5 *квт* — примерно 120 *кг/квтч*. Это иллюстрируется графиком фиг. 237. Соответствующий относительно-электрический к. п. д., подсчитанный при $p_0 = 10$ *ата* и сухом насыщенном паре (противодавление 1 *ата*), колеблется от 23% при 10 *квт* мощности до 8% при 0,5 *квт*¹.



Фиг. 238. Турбина типа Кинаст фирмы KTW.

Разумеется, в таких мелких установках величина к. п. д. не имеет существенного значения.

3. Мелкие турбины фирмы Кунерт (КТВ) (Kubnert Turbowerke)

Эта фирма также строит свои турбины по типу Кинаст либо по типу Кертиса. На фиг. 238 изображена конструкция Кинаст.

¹ Низкая величина этого коэффициента помимо малой мощности объясняется величиной $\frac{u}{c_1}$, значительно меньшей наилучшей, и существенным дросселированием пара при впуске: для возможности использования низких давлений свежего пара, что особенно важно в паровой службе, турбина рассчитывается на начальное давление 4—5 *ат*; при более высоких давлениях свежий пар дросселируется вышеупомянутым золотником до расчетного значения.

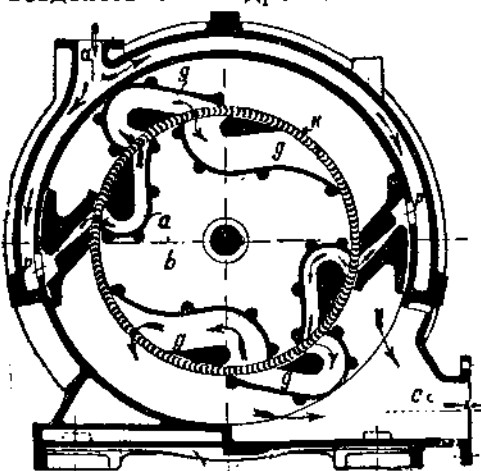
Общая схема турбины была показана на фиг. 235. Принцип работы тот же, что в предыдущей турбине АЕГ.

Для уменьшения длины турбины корпус турбины максимально сужен у вала; расширение по окружности необходимо для помещения направляющих аппаратов. Вал расположен между двумя подшипниками с простыми цилиндрическими вкладышами. Угольные уплотнения имеют по восьми угольных колец с каждой стороны. Клапан в нижней части корпуса — предохранительный.

Регулирование — чисто рычажного типа с непосредственным воздействием на дроссельный клапан. При повышении числа обо-

ротов рычаг, связанный с муфтой регулятора, вращается вокруг неподвижной точки на корпусе турбины; при этом его левый конец поднимается вверх, преодолевая сопротивление пружины. Этот рычаг — коленчатый. Поворот верхнего колена рычага передается при помощи тяги коленчатому рычагу дроссельного клапана, и последний прикрывается, дросселируя пар.

Рядом с дроссельным клапаном слева расположен стопорный клапан, снабженный ручным маховичком для пуска турбины. Турбина имеет, конечно, и скоростной выключатель,



Фиг. 239. Схема радиальной турбины „Электра“.

сидящий непосредственно на валу турбины и связанный со стопорным клапаном специальной тягой.

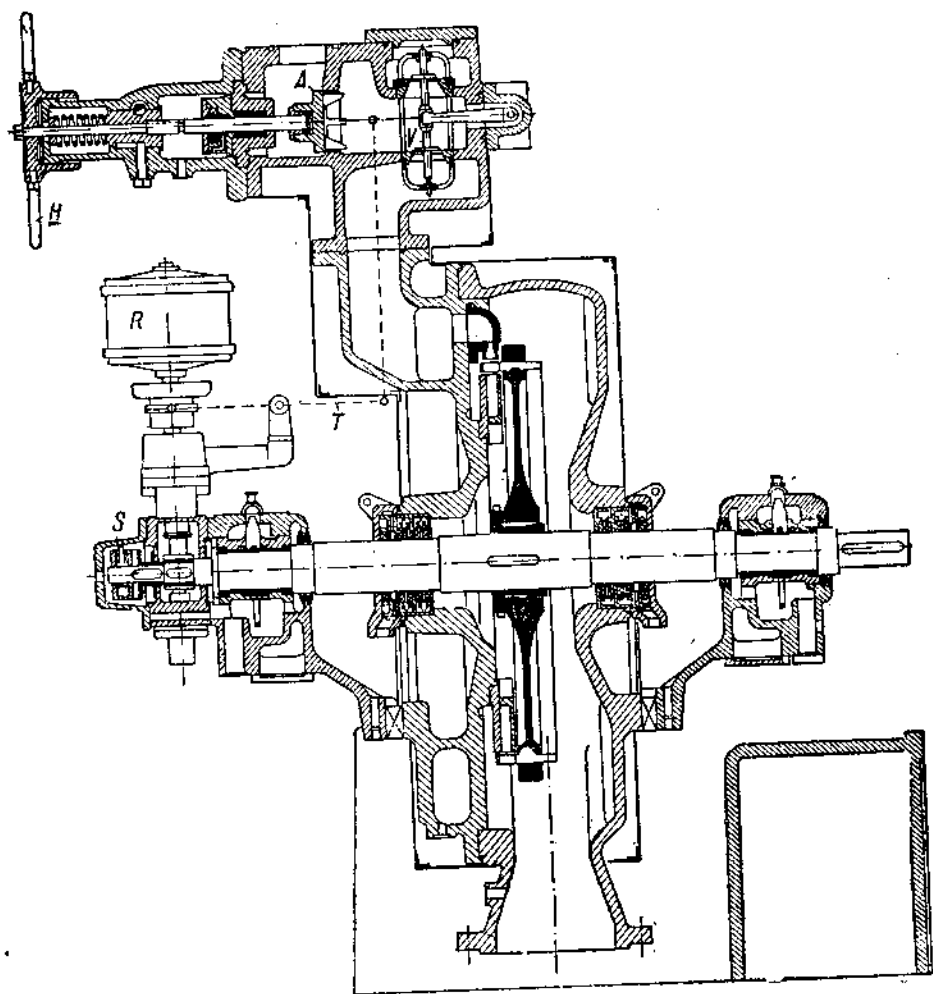
4. Радиальная турбина „Электра“

Турбина „Электра“, сконструированная инж. Кольбом, является одной из представительниц активных радиальных турбин. На фиг. 239 представлен схематический поперечный разрез этой турбины. На фиг. 240 дана одна из новейших моделей турбины „Электра“ фирма ККК (Kühnle, Kopp & Kausch, Frankenthal).

Несколько раз меняя свое направление на противоположное, пар проходит через один и тот же лопаточный венец в радиальном направлении. Так как разность диаметров внутренней и наружной окружностей рабочих лопаток невелика, то, пренебрегая разницей в окружной скорости, можно сказать, что принцип работы этой турбины тот же, что для вышеописанных турбин типа Кинаст, только здесь направление пара не параллельно оси турбины, а нормально к ней. Принципы расчета турбины и построения скоростных диаграмм остаются, естественно, те же, которые были разобраны в предыдущих параграфах.

Турбина имеет подшипники с простыми цилиндрическими

вкладышами и угольные уплотнения. Передача от регулятора R к дроссельному клапану V — непосредственная, при помощи рычагов. A — пусковой клапан — связан как и в других турбинах, со скоростным выключателем.



Фиг. 240. Радиальная турбина „Электра“.

Ввиду того что почти вся окружность рабочих лопаток закрыта соплами и направляющими каналами, вентиляционная потеря невелика. Зато приходится считаться со значительной потерей в направляющих аппаратах.

В табл. 16 собраны данные о размерах и гарантированном расходе пара турбин „Электра“ вышеупомянутой фирмы.

Таблица 16¹

Основные размеры и гарантированный расход пара турбин
„Elektra-Dampfturbinen-Gesellschaft“

Эффектив- ная мощ- ность N_e л. с.	Число оборотов n	Окружная скорость u м/сек	Расход пара на 1 л. с. ч. и относитель- но-эффективный к. п. д. при работе перегретым паром $p_0 = 10 \text{ ата}$, $t_0 = 250^\circ \text{Ц}$			
			Работа на атмосферу		Работа на конденса- цию $p_2 = 0,1 \text{ ата}$	
			d_e кг	η_{oe}	d_e кг	η_{oe}
3	5 000	90—100	23,5	0,26	—	—
6	4 500		22	0,28	—	—
10	4 500		20	0,31	13,0	0,27
15	4 500		19	0,32	12,5	0,28
20	3 500		18	0,34	11,5	0,31
30	3 500		17	0,36	11,0	0,32
50	3 000		15,5	0,40	10,0	0,35
75	3 000		14	0,44	9,7	0,36
100	3 000		13	0,47	9,4	0,37

Для сухого насыщенного пара расход его больше приведенных цифр: на 10% при работе на атмосферу, на 12% — при конденса-
сации.

С изменением давления острого пара расход его изменяется: на 0,2 кг при работе на атмосферу, на 0,6 кг — при конденсации на каждую атмосферу давления острого пара.

На каждые 50° перегрева расход пара уменьшается на 8%.

С изменением вакуума на 1% расход пара изменяется на 1,75—2%.

Стодола приводит следующие данные испытаний турбин „Электра“.

Таблица 17
Данные испытаний турбин „Электра“

Мощ- ность N_e л. с.	Число оборотов n	Диаметр диска d мм	Давление пара p_0 ата	Температура пара t_0 $^\circ \text{Ц}$	Давление при выпуске p_2 ата	Расход пара 1 л. с. ч. d_e кг
8	3 000	300	9	175	1,0	28
200	1 450	1 000	9	175	1,2	30

Удельный расход пара возрастает с уменьшением нагрузки. Польгаузен указывает следующие данные испытаний турбин „Электра“ при различных нагрузках.

¹ Polihhausen, стр. 61.

1. Турбина нормальной мощностью 50 л. с. ($n = 3000$) с конденсацией.

$$p_0 = 7,5 \text{ ат.а; } t_0 = 220^\circ \text{ Ц; } p_2 = 0,1 \text{ ат.а.}$$

Нагрузка	30	40	50	60	70	л. с.
Расход пара на 1 л. с. ч.	11,2	10,6	10,4	10,2	10,1	кг
Относительно-эффективный к. п. д.	0,343	0,363	0,37	0,377	0,381	

2. Турбина нормальной мощностью 100 л. с. ($n = 2500$) при работе на атмосферу.

Нагрузка	50	60	70	80	90	100	110 л. с.
Расход пара на 1 л. с. ч.	17,35	16,4	15,7	15,3	14,9	14,65	14,5
Относительно-эффективный к. п. д.	0,35	0,371	0,387	0,398	0,480	0,415	0,42

Данные испытаний показывают, что при небольшой перегрузке к. п. д. турбины увеличивается, что объясняется уменьшением относительной величины потерь на трение и вентиляцию и на пропуски пара.

Таблицы для водяного пара¹

Таблица 1
Насыщенный пар

Давле- ние кг/см^2 абс. p	Темпера- тура насыще- ния $^{\circ}\text{C}$ t_s	Уд. объем пара $\text{м}^3/\text{кг}$ v''	Уд. вес пара кг/м^3 γ''	Теплосодержание		Теплота испаре- ния кал/кг r
				жидкости кал/кг r'	пара кал/кг r''	
0,01	6,69	131,6	0,00760	6,72	599,9	593,1
0,015	12,7	89,02	0,01123	12,77	602,5	589,7
0,02	17,2	68,27	0,01465	17,23	604,4	587,2
0,025	20,8	55,28	0,01809	20,8	606,0	585,2
0,03	23,8	46,53	0,02149	23,8	607,3	583,5
0,04	28,6	35,46	0,02820	28,6	609,4	580,8
0,05	32,5	28,73	0,03481	32,5	611,1	578,6
0,06	35,8	24,19	0,04134	35,8	612,6	576,8
0,08	41,2	18,45	0,05420	41,1	614,9	573,8
0,10	45,4	14,95	0,06687	45,4	616,8	571,4
0,12	49,1	12,60	0,07937	49,0	618,3	569,3
0,15	53,6	10,22	0,09790	53,5	620,2	566,7
0,20	59,7	7,797	0,1283	59,6	622,8	563,2
0,25	64,6	6,324	0,1581	64,5	624,9	560,4
0,30	68,7	5,331	0,1876	68,6	626,6	558,0
0,35	72,3	4,614	0,2167	72,2	628,1	555,9
0,40	75,4	4,071	0,2456	75,4	629,5	554,1
0,45	78,3	3,652	0,2738	78,2	630,6	552,4
0,50	80,9	3,304	0,3027	80,8	631,70	550,9
0,60	85,5	2,785	0,3591	85,4	633,5	548,1
0,70	89,5	2,411	0,4148	89,4	635,1	545,7
0,80	93,0	2,128	0,4699	93,0	636,5	543,5
0,90	96,2	1,906	0,5247	96,2	637,8	541,9
1,0	99,1	1,727	0,5790	99,1	638,9	539,8

¹ Заимствованы из „Tabellen und Diagramme für Wasserdampf“ Kno-
blauch, Raisch, Hausen, Koch, 1932.

Давле- ние кг/см ² абс. <i>p</i>	Темпера- тура насыще- ния °C <i>t_s</i>	Уд. объем пара м ³ /кг <i>v''</i>	Уд. вес пара кг/м ³ <i>γ''</i>	Теплосодержание		Теплота испаре- ния кал/кг <i>r</i>
				жидкости кал/кг <i>r'</i>	пара кал/кг <i>r''</i>	
1,1	101,8	1,580	0,6330	101,8	639,9	538,1
1,2	104,2	1,456	0,6867	104,3	640,8	536,5
1,3	106,6	1,351	0,7401	106,7	641,7	535,0
1,4	108,7	1,261	0,7932	108,8	642,5	533,7
1,5	111,0	1,183	0,8456	111,2	643,4	532,2
1,6	112,7	1,113	0,8986	112,9	644,0	531,1
1,8	116,3	0,9967	1,003	116,5	645,3	528,8
2,0	119,6	0,9031	1,107	119,9	646,5	526,6
2,2	122,6	0,8260	1,211	122,9	647,5	524,6
2,4	125,5	0,7614	1,313	125,8	648,5	522,7
2,6	128,1	0,7064	1,416	128,5	649,4	520,9
2,8	130,5	0,6590	1,517	131,0	650,2	519,2
3,0	132,9	0,6177	1,619	133,4	651,0	517,6
3,2	135,1	0,5815	1,720	135,6	651,7	516,1
3,4	137,2	0,5493	1,820	137,7	652,3	514,6
3,6	139,2	0,5206	1,921	139,8	653,0	513,2
3,8	141,1	0,4949	2,021	141,8	653,6	511,8
4,0	142,9	0,4716	2,121	143,6	654,1	510,5
4,5	147,2	0,4221	2,369	148,0	655,4	507,4
5,0	151,1	0,3823	2,616	152,1	656,6	504,5
5,5	154,7	0,3495	2,862	155,8	657,6	501,8
6,0	158,1	0,3219	3,106	159,3	658,5	499,2
6,5	161,2	0,2985	3,350	162,5	659,2	496,7
7,0	164,2	0,2783	3,594	165,6	660,0	494,4
7,5	167,0	0,2607	3,836	168,5	660,7	492,2
8,0	169,6	0,2452	4,079	171,3	661,3	490,0
8,5	172,1	0,2315	4,320	173,9	661,8	487,9
9,0	174,5	0,2192	4,562	176,4	662,4	486,0
9,5	176,8	0,2082	4,803	178,8	662,8	484,0
10	179,0	0,1983	5,043	181,2	663,3	482,1
11	183,2	0,1810	5,524	185,6	664,1	478,5
12	187,1	0,1665	6,004	189,7	664,7	475,0
13	190,7	0,1542	6,484	193,6	665,4	471,8
14	194,1	0,1436	6,963	197,2	665,8	468,6
15	197,4	0,1344	7,443	200,7	666,3	465,6
16	200,4	0,1260	7,937	204,0	666,7	462,7
17	203,4	0,1189	8,410	207,2	667,0	459,8
18	206,2	0,1125	8,889	210,2	667,3	457,1
19	208,8	0,1067	9,372	213,1	667,6	454,5
20	211,4	0,1014	9,862	215,9	667,8	451,9

Давле- ние кг/см ² абс. <i>p</i>	Темпера- тура насыще- ния °C <i>t_s</i>	Уд. объем пара м ³ /кг <i>v''</i>	Уд. вес пара кг/м ³ <i>γ''</i>	Теплосодержание		Теплота испаре- ния кал/кг <i>r</i>
				жидкости кал/кг <i>i'</i>	пара кал/кг <i>i''</i>	
21	213,9	0,09679	10,33	218,6	667,9	449,3
22	216,2	0,09246	10,82	221,2	668,1	446,9
23	218,5	0,08849	10,30	223,7	668,2	444,5
24	220,8	0,08485	11,79	226,2	668,3	442,1
25	222,9	0,08149	11,27	228,6	668,4	439,8
26	225,0	0,07838	12,76	230,9	668,4	437,5
27	227,0	0,07549	13,25	233,1	668,4	435,3
28	229,0	0,07281	13,73	235,3	668,4	433,1
29	230,9	0,07027	14,23	237,4	668,4	431,0
30	232,8	0,06795	14,72	239,5	668,4	428,9
32	236,4	0,06369	15,70	243,6	668,3	424,7
34	239,8	0,05991	16,69	247,5	668,2	420,7
36	243,1	0,05653	17,69	251,2	668,1	416,9
38	246,2	0,05348	18,70	254,8	667,8	413,0
40	249,2	0,05073	19,71	258,3	667,6	409,3
42	252,1	0,04822	20,74	261,6	667,3	405,7
44	254,9	0,04592	21,78	264,9	667,0	402,1
46	257,6	0,04383	22,82	268,0	666,7	398,7
48	260,2	0,04190	23,87	271,1	666,3	395,2
50	262,7	0,04012	24,93	274,1	666,0	391,9
55	268,7	0,03625	27,59	281,3	664,9	383,6
60	274,3	0,03301	30,29	288,1	663,8	375,7
65	279,6	0,03026	33,05	294,6	662,6	368,0
70	284,5	0,02787	35,88	300,9	661,3	360,4
75	289,2	0,02578	38,79	306,8	659,8	353,0
80	293,6	0,02395	41,75	312,7	658,3	345,6
85	297,9	0,02231	44,82	318,3	656,6	338,3
90	301,9	0,02085	47,96	323,8	655,0	331,2
95	305,8	0,01956	51,12	329,2	653,2	324,0
100	309,5	0,01837	54,44	334,5	651,3	316,8
110	316,5	0,01630	61,35	345	647	302
120	323,1	0,01453	68,82	355	642	287
130	329,3	0,01300	76,92	365	637	272
140	335,0	0,01171	85,40	375	631	256
150	340,5	0,01056	94,70	384	625	240
160	345,7	0,00952	105,0	394	618	224
170	350,7	0,00855	117,0	404	610	206
180	355,4	0,00767	130,4	414	602	188
190	359,9	0,00683	146,4	424	592	168
200	364,2	0,00604	165,6	435	581	146
210	368,2	0,00524	190,8	450	567	117
220	372,1	0,00430	232,6	471	545	74

ТАБЛИЦА 2
Перегретый пар

p	40°	60°	80°	100°	120°	140°	160°	180°	200°	220°	240°	260°	280°
0,05	29,43 614,5	31,33 623,4	33,21 632,4	35,10 641,4	36,98 650,4	38,87 659,4	40,75 668,7	42,63 677,8	44,52 687,1	46,40 696,3	48,28 705,7	50,17 715,1	52,05 724,5
0,08	24,51 614,5	26,10 623,4	27,67 632,4	29,24 641,4	30,81 650,4	32,38 659,4	33,96 668,6	35,53 677,8	37,10 687,0	38,67 696,3	40,23 705,6	41,81 715,0	43,37 724,5
0,08	—	19,50 623,4	20,74 632,3	21,93 641,3	23,10 650,4	24,29 659,4	25,46 668,6	26,64 677,8	27,82 687,0	29,00 696,3	30,17 705,6	31,35 715,0	32,53 724,5
0,10	—	15,54 623,3	16,59 632,3	17,54 641,3	18,45 650,4	19,42 659,4	20,37 668,6	21,31 677,8	22,25 687,0	23,19 696,3	24,14 705,6	25,08 715,0	26,02 724,5
0,12	—	13,03 623,2	13,82 632,2	14,61 641,3	15,40 650,3	16,18 659,3	16,97 668,5	17,76 677,7	18,54 686,9	19,33 696,2	20,11 705,6	20,90 715,0	21,68 724,5
0,15	—	10,42 623,1	11,05 632,2	11,68 641,2	12,31 650,3	12,94 659,3	13,57 668,5	14,20 677,7	14,83 686,9	15,46 696,2	16,09 705,6	16,72 715,0	17,34 724,4
0,20	—	7,805 623,0	8,281 632,0	8,755 641,1	9,229 650,2	9,702 659,3	10,175 668,4	10,647 677,6	11,119 686,9	11,591 696,2	12,063 705,5	12,534 714,9	13,005 724,4
0,25	—	—	6,619 631,9	6,989 641,0	7,379 650,1	7,758 659,1	8,137 668,4	8,515 677,6	8,893 686,8	9,270 696,1	9,648 705,5	10,025 714,9	10,402 724,4
0,30	—	—	5,511 631,8	5,829 640,9	6,146 650,0	6,462 659,1	6,778 668,3	7,093 677,5	7,409 686,8	7,723 696,1	8,038 705,5	8,353 714,9	8,667 724,3
0,35	—	—	4,720 631,7	4,993 640,8	5,265 649,9	5,536 658,9	5,807 668,2	6,078 677,4	6,348 686,7	6,618 696,1	6,888 705,4	7,158 714,8	7,428 724,3
0,40	—	—	4,126 631,5	4,365 640,7	4,604 649,8	4,842 658,9	5,079 668,2	5,316 677,4	5,553 686,7	5,790 696,0	6,026 705,4	6,262 714,8	6,498 724,3
0,50	—	—	—	3,487 640,4	3,679 649,5	3,870 658,6	4,060 668,0	4,250 677,3	4,440 686,6	4,630 696,0	4,819 705,3	5,008 714,7	5,197 724,2
0,60	—	—	—	2,902 640,2	3,063 649,4	3,222 658,5	3,381 667,9	3,540 677,2	3,698 686,5	3,856 695,8	4,014 705,2	4,172 714,7	4,329 724,2
0,70	—	—	—	2,484 640,0	2,622 649,2	2,759 658,4	2,896 667,7	3,032 677,0	3,168 686,4	3,304 695,7	3,439 705,1	3,575 714,6	3,710 724,1
0,80	—	—	—	2,171 639,9	2,293 649,1	2,412 658,2	2,532 667,6	2,651 676,9	2,771 686,3	2,889 695,6	3,008 705,1	3,127 715,5	3,245 724,0

P	300°	320°	340°	360°	380°	400°	420°	440°	460°	480°	500°	520°	550°
Y 0.05	53.93 734.0	55.81 743.6	57.70 753.2	59.58 762.9	61.46 772.6	63.34 782.4	65.23 792.3	67.11 802.2	68.99 812.2	70.87 822.2	72.75 832.4	74.64 842.5	77.46 857.9
Y 0.06	44.94 734.0	46.51 743.6	48.08 753.1	49.65 762.9	51.22 772.6	52.79 782.4	54.35 792.3	55.92 802.2	57.49 812.2	59.16 822.2	60.63 832.4	62.20 842.5	64.55 857.9
Y 0.08	33.70 734.0	34.88 743.6	36.06 753.2	37.23 762.9	38.41 772.6	39.59 782.4	40.76 792.3	41.94 802.2	43.12 812.2	44.29 822.2	45.47 832.4	46.65 842.5	48.41 857.9
Y 0.10	26.96 734.7	27.90 743.5	28.84 753.2	29.79 762.9	30.73 772.6	31.67 782.4	32.61 792.3	33.55 802.2	34.49 812.2	35.43 822.2	36.37 832.3	37.31 842.5	38.73 857.9
Y 0.12	22.47 734.0	23.25 743.5	24.04 753.2	24.82 762.9	25.60 772.6	26.39 782.4	27.17 792.3	27.96 802.2	28.74 812.2	29.53 822.2	30.31 832.4	31.09 842.5	32.27 857.9
Y 0.15	17.97 734.0	18.60 743.5	19.23 753.2	19.85 762.8	20.48 772.5	21.10 782.4	21.74 792.3	22.36 802.2	22.99 812.2	23.62 822.2	24.25 832.3	24.87 842.5	25.82 857.9
Y 0.20	13.476 733.9	13.947 743.5	14.418 753.1	14.889 762.8	15.360 772.5	15.830 782.4	16.301 792.2	16.772 802.2	17.242 812.2	17.713 822.2	18.183 832.3	18.654 842.5	19.369 857.9
Y 0.25	10.779 733.9	11.156 743.5	11.533 753.1	11.910 762.8	12.286 772.5	12.663 782.4	13.040 792.2	13.416 802.2	13.792 812.2	14.169 822.2	14.545 832.3	14.922 842.5	15.466 857.9
Y 0.30	8.961 733.9	9.296 743.4	9.610 753.1	9.924 762.8	10.238 772.5	10.551 782.3	10.865 792.2	11.179 802.2	11.493 812.1	11.808 822.2	12.120 832.3	12.434 842.5	13.004 857.9
Y 0.35	7.697 733.8	7.967 743.4	8.236 753.1	8.505 762.8	8.774 772.5	9.043 782.3	9.312 792.2	9.581 802.1	9.850 812.1	10.119 822.2	10.388 832.3	10.657 842.5	11.000 857.9
Y 0.40	6.734 733.8	6.970 743.4	7.205 753.0	7.441 762.7	7.677 772.5	7.912 782.3	8.147 792.2	8.383 802.1	8.618 812.1	8.853 822.2	9.089 832.3	9.324 842.5	9.677 857.9
Y 0.50	5.386 733.8	5.574 743.3	5.763 753.0	5.952 762.7	6.140 772.5	6.328 782.3	6.517 792.2	6.705 802.1	6.893 812.1	7.081 822.2	7.270 832.3	7.458 842.5	7.740 857.9
Y 0.60	4.487 733.7	4.644 743.3	4.801 753.0	4.969 762.7	5.116 772.4	5.273 782.3	5.430 792.1	5.587 802.1	5.743 812.1	5.900 822.2	6.057 832.3	6.214 842.5	6.449 857.9
Y 0.70	3.845 733.6	3.980 743.3	4.115 752.9	4.249 762.6	4.384 772.4	4.519 782.2	4.653 793.1	4.788 802.1	4.922 812.1	5.057 822.1	5.191 832.3	5.326 842.5	5.527 857.9
Y 0.80	3.363 733.6	3.481 743.2	3.599 752.9	3.717 762.6	3.835 772.4	3.953 782.2	4.071 792.1	4.189 802.1	4.306 812.1	4.424 822.1	4.541 832.3	4.656 842.5	4.836 857.9

ρ	100°	120°	140°	160°	180°	200°	220°	240°	260°	280°	300°	320°
0,50 V	1,927 639,5	2,035 648,9	2,142 658,1	2,249 667,5	2,355 676,8	2,461 686,2	2,567 695,5	2,673 705,0	2,778 714,4	2,884 724,0	2,989 733,5	3,094 743,2
1,0 V	1,732 639,3	1,829 648,7	1,926 658,9	2,022 667,3	2,118 676,7	2,214 686,0	2,309 695,4	2,404 704,9	2,500 714,4	2,594 723,9	2,689 733,5	2,784 743,1
1,2 V	—	1,521 648,3	1,602 657,2	1,683 667,0	1,763 676,4	1,843 685,8	1,923 695,2	2,002 704,7	2,082 714,2	2,161 723,8	2,240 733,4	2,319 743,0
1,4 V	—	1,301 647,5	1,371 657,2	1,440 666,8	1,509 676,2	1,578 685,6	1,647 695,0	1,715 704,5	1,783 714,0	1,851 723,7	1,919 733,2	1,987 742,9
1,6 V	—	1,135 647,5	1,197 656,6	1,258 665,5	1,319 675,9	1,379 685,4	1,440 694,8	1,499 704,4	1,559 713,9	1,619 723,5	1,678 733,1	1,738 742,8
1,8 V	—	1,007 647,1	1,062 656,6	1,117 666,2	1,171 676,7	1,225 686,2	1,278 694,5	1,332 704,2	1,385 713,7	1,438 723,4	1,491 733,0	1,544 742,7
2,0 V	—	0,9041 646,7	0,9542 656,5	1,0036 665,9	1,0526 675,4	1,1012 685,0	1,1496 694,5	1,1978 704,1	1,2457 713,6	1,2936 723,3	1,3413 733,1	1,3888 742,6
2,5 V	—	—	0,7597 655,4	0,7998 665,2	0,8395 674,8	0,8787 684,4	0,9177 694,0	0,9564 703,6	0,9950 713,2	1,0334 722,9	1,0717 732,5	1,1099 742,4
3,0 V	—	—	0,6300 654,5	0,6640 664,4	0,6973 674,2	0,7303 683,9	0,7631 693,5	0,7955 703,2	0,8279 712,9	0,8600 722,5	0,8920 732,3	0,9240 742,1
3,5 V	—	—	0,5373 653,5	0,5669 663,7	0,5958 673,5	0,6244 683,3	0,6526 693,0	0,6806 702,8	0,7085 712,6	0,7361 722,3	0,7637 732,1	0,7911 741,9
4,0 V	—	—	—	0,4940 662,9	0,5197 672,9	0,5449 682,8	0,5693 692,6	0,5944 702,4	0,6189 712,2	0,6432 722,0	0,6674 731,8	0,6915 741,9
4,5 V	—	—	—	0,4373 662,1	0,4604 672,2	0,4830 682,2	0,5053 692,1	0,5274 702,0	0,5493 711,8	0,5710 721,6	0,5926 731,5	0,6141 741,4
5,0 V	—	—	—	0,3919 661,2	0,4130 671,5	0,4336 681,6	0,4538 691,6	0,4738 701,5	0,4936 711,4	0,5132 721,3	0,5327 731,2	0,5521 741,1
5,5 V	—	—	—	0,3537 659,5	0,3713 670,2	0,3893 680,5	0,4064 690,6	0,4236 700,7	0,4400 710,7	0,4565 720,7	0,4728 730,6	0,4891 740,5
6,0 V	—	—	—	—	0,2908 668,7	0,3062 679,3	0,3211 689,6	0,3358 699,8	0,3502 710,0	0,3645 720,0	0,3786 730,1	0,3926 740,1
7,0 V	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—

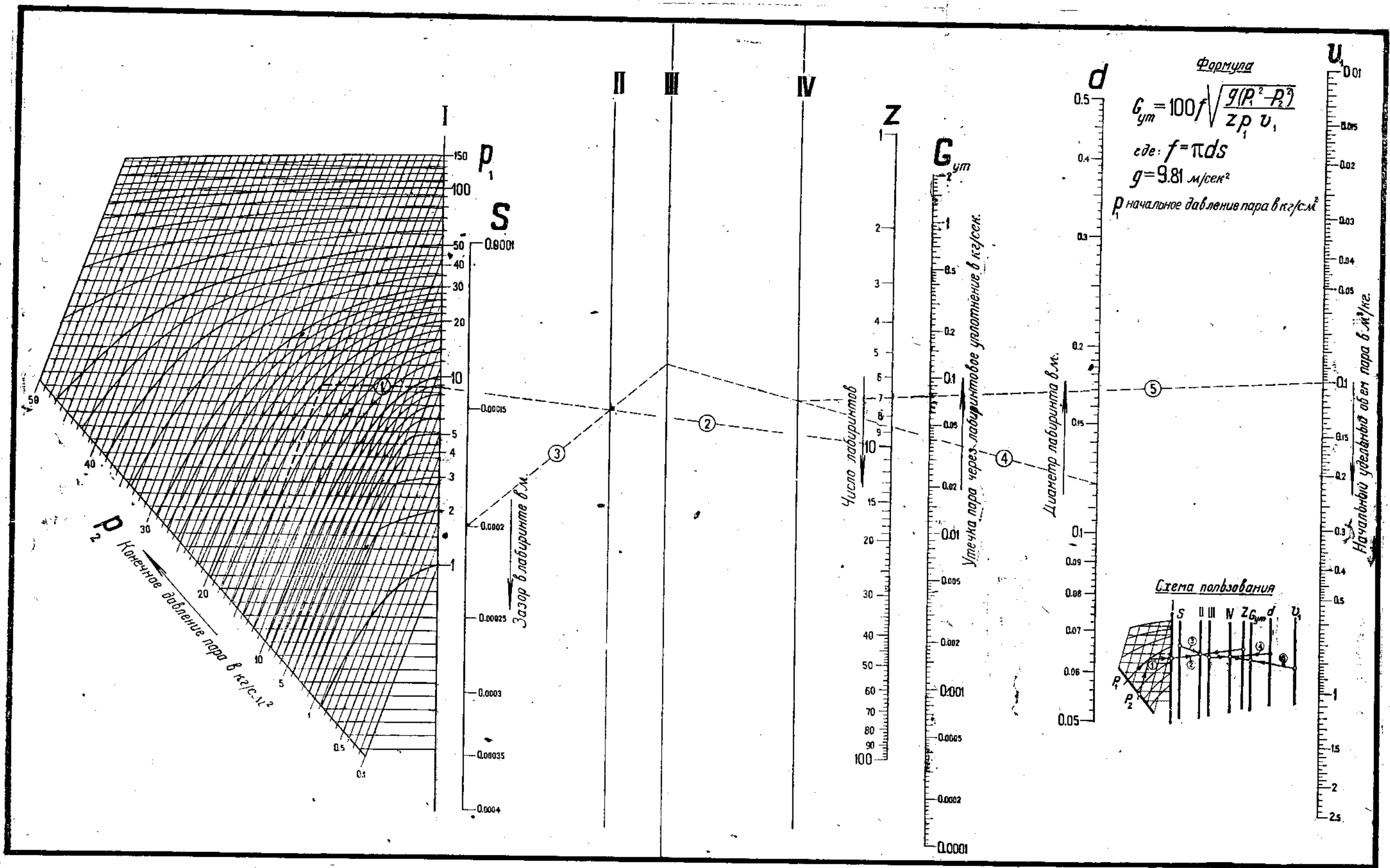
P	340°	360°	380°	400°	420°	440°	460°	480°	500°	520°	550°
V 0,90	3,199 752,8	3,304 762,6	3,409 772,3	3,513 782,2	3,618 792,1	3,723 802,0	3,827 812,0	3,932 822,1	4,036 832,3	4,141 842,4	4,298 857,9
V 1,0	2,878 752,8	2,973 762,7	3,067 772,3	3,161 782,1	3,256 792,0	3,350 802,0	3,444 812,0	3,538 822,1	3,632 832,2	3,726 842,4	3,868 857,8
V 1,2	2,398 752,7	2,476 762,4	2,554 772,4	2,634 782,1	2,712 792,1	2,791 802,0	2,869 812,0	2,948 822,1	3,026 832,0	3,105 842,4	3,222 857,8
V 1,4	2,054 752,6	2,122 762,3	2,189 772,4	2,257 782,0	2,324 791,9	2,392 801,9	2,459 811,9	2,528 822,1	2,593 832,2	2,661 842,4	2,761 857,8
V 1,6	1,797 752,5	1,856 762,3	1,915 772,1	1,974 782,0	2,033 791,9	2,092 801,9	2,151 811,9	2,210 822,0	2,269 832,2	2,327 842,3	2,418 857,8
V 1,8	1,597 752,4	1,649 762,2	1,702 772,0	1,754 781,9	1,807 791,8	1,859 801,8	1,912 811,9	1,964 822,0	2,016 832,1	2,068 842,3	2,147 857,8
V 2,0	1,4353 762,3	1,4838 762,1	1,5311 772,0	1,5784 781,9	1,6255 791,8	1,6728 801,8	1,7200 811,8	1,7671 821,9	1,8142 832,1	1,8612 842,3	1,9317 857,8
V 2,5	1,1460 752,1	1,1860 761,9	1,2240 771,8	1,2618 781,7	1,2997 791,6	1,3375 801,7	1,3752 811,8	1,4129 821,9	1,4506 832,0	1,4882 842,3	1,5447 857,7
V 3,0	0,9558 751,9	0,9875 761,8	1,0192 771,5	1,0508 781,6	1,0824 791,5	1,1139 801,6	1,1454 811,7	1,1768 821,8	1,2082 832,0	1,2396 842,2	1,2966 857,7
V 3,5	0,8185 751,7	0,8457 761,6	0,8729 771,5	0,9001 781,4	0,9272 791,4	0,9542 801,5	0,9812 811,6	1,0082 821,7	1,0351 831,9	1,0620 842,2	1,1023 857,7
V 4,0	0,7155 751,5	0,7394 761,4	0,7633 771,3	0,7871 791,3	0,8108 791,3	0,8345 801,4	0,8581 811,5	1,8817 821,6	0,9053 831,0	0,9288 842,1	0,9641 857,6
V 4,5	0,6354 751,3	0,6567 761,2	0,6780 771,1	0,6991 781,1	0,7203 791,2	0,7412 801,2	0,7624 811,4	0,7834 821,5	0,8043 831,8	0,8253 842,1	0,8566 857,6
V 5,0	0,5714 751,0	0,5906 761,0	0,6097 771,0	0,6288 781,0	0,6478 791,0	0,6668 801,1	0,6858 811,3	0,7047 821,5	0,7236 831,7	0,7424 842,0	0,7706 857,6
V 6,0	0,4753 750,6	0,4913 760,6	0,5074 770,8	0,5233 780,7	0,5391 790,8	0,5551 800,9	0,5709 811,1	0,5867 821,3	0,6024 831,6	0,6181 841,9	0,6417 857,5
V 7,0	0,4065 750,1	0,4204 760,1	0,4342 770,3	0,4479 780,4	0,4615 790,6	0,4752 800,7	0,4887 810,9	0,5023 821,2	0,5158 831,5	0,5293 841,8	0,5494 857,4

λ	P	180°	200°	220°	240°	260°	280°	300°	320°	340°	360°
8,0	V	0,2526 667,2	0,2664 678,1	0,2797 688,5	0,2927 698,9	0,3055 709,2	0,3181 719,5	0,3305 729,5	0,3429 739,6	0,3551 749,7	0,3673 759,8
9,0	V	0,2228 665,6	0,2354 676,4	0,2474 687,6	0,2591 698,1	0,2706 708,5	0,2819 718,7	0,2931 728,9	0,3041 739,1	0,3151 749,2	0,3260 759,4
10,0	V	0,1989 663,9	0,2105 675,5	0,2216 686,5	0,232 697,2	0,2427 707,6	0,2530 718,0	0,2631 728,3	0,2731 738,6	0,2830 748,8	0,2929 759,0
12	V	—	0,1731 672,7	0,1828 684,3	0,1920 695,3	0,2009 706,1	0,2096 716,6	0,2128 727,1	0,2266 737,5	0,2350 747,9	0,2432 758,2
14	V	—	0,1563 669,7	0,1550 681,9	0,1631 693,4	0,1710 704,5	0,1785 715,3	0,1861 725,9	0,1934 736,5	0,2006 746,9	0,2078 757,4
16	V	—	—	0,1340 679,5	0,1414 691,4	0,1485 702,8	0,1553 713,8	0,1620 724,7	0,1685 735,4	0,1749 746,0	0,1812 756,6
18	V	—	—	0,1176 676,8	0,1245 689,3	0,1310 701,1	0,1372 712,4	0,1432 723,4	0,1491 734,3	0,1548 745,1	0,1605 755,7
20	V	—	—	0,1045 674,0	0,1110 687,1	0,1170 699,4	0,1227 710,9	0,1282 722,2	0,1335 733,2	0,1388 744,1	0,1439 754,9
25	V	—	—	—	0,08642 681,3	0,09163 694,7	0,09647 707,1	0,10109 718,9	0,10554 730,4	0,10987 741,6	0,11411 752,7
30	V	—	—	—	0,06987 674,4	0,07460 689,5	0,07893 703,0	0,08298 715,6	0,08684 727,5	0,09057 739,1	0,09420 750,5
35	V	—	—	—	—	0,06233 683,9	0,06633 698,6	0,07000 711,9	0,07346 724,4	0,07676 736,5	0,07996 748,2
40	V	—	—	—	—	0,05299 677,5	0,05681 694,0	0,06022 708,0	0,06338 721,2	0,06638 733,7	0,06927 745,9
45	V	—	—	—	—	0,04561 670,7	0,04933 686,7	0,05257 704,0	0,05552 717,9	0,05829 730,9	0,06093 743,4
50	V	—	—	—	—	—	0,04328 682,8	0,04641 699,7	0,04921 714,4	0,05180 728,0	0,05426 740,9
55	V	—	—	—	—	—	0,03823 677,0	0,04132 695,2	0,04401 710,8	0,04647 725,0	0,04878 738,4

φ	380°	400°	420°	440°	460°	480°	500°	520°	540°	550°
φ 8,0	0,3794 769,9	0,3914 780,1	0,4034 790,3	0,4154 800,5	0,4273 810,7	0,4392 821,0	0,4510 831,3	0,4628 841,7	0,4746 852,1	0,4805 857,3
φ 9,0	0,3363 769,6	0,3475 779,8	0,3592 790,0	0,3698 800,3	0,3794 810,5	0,3900 820,8	0,4005 831,2	0,4110 841,5	0,4215 852,0	0,4267 857,2
φ 10,0	0,3026 769,2	0,3123 779,5	0,3220 789,7	0,3318 800,0	0,3411 810,3	0,3506 820,6	0,3601 831,0	0,3696 841,4	0,3790 851,9	0,3837 857,1
φ 12	0,2514 769,5	0,2696 778,8	0,2877 789,2	0,2757 799,6	0,2937 809,9	0,3016 820,4	0,2996 830,7	0,2996 841,2	0,3154 851,7	0,3193 857,0
φ 14	0,2149 767,8	0,2219 778,2	0,2289 788,7	0,2358 799,1	0,2427 809,5	0,2495 820,1	0,2563 830,4	0,2631 841,0	0,2699 851,6	0,2732 856,9
φ 16	0,1874 767,1	0,1936 777,6	0,1998 788,1	0,2058 798,5	0,2118 808,1	0,2179 819,7	0,2239 830,1	0,2298 840,7	0,2358 851,4	0,2387 856,7
φ 18	0,1661 766,3	0,1716 776,9	0,1771 787,5	0,1826 798,1	0,1880 808,7	0,1933 819,3	0,1987 829,8	0,2040 840,4	0,2092 851,1	0,2119 856,5
φ 20	0,1490 765,6	0,1540 770,3	0,1590 780,9	0,1639 791,6	0,1688 802,2	0,1737 812,8	0,1785 823,5	0,1833 834,1	0,1880 844,8	0,1904 850,2
φ 25	1,11825 763,7	0,12236 774,6	0,12640 785,5	0,13039 796,3	0,13434 807,1	0,13826 817,9	0,14214 828,6	0,14600 839,4	0,14983 850,2	0,15173 856,6
φ 30	0,09774 761,8	0,10123 772,9	0,10465 783,9	0,10803 794,9	0,11136 805,9	0,11465 816,8	0,11793 827,7	0,12117 838,6	0,12438 849,5	0,12598 855,0
φ 35	0,08307 759,7	0,08612 771,1	0,08911 782,4	0,09205 793,8	0,09494 804,7	0,09780 815,6	0,10063 826,5	0,10343 837,8	0,10621 848,8	0,10769 854,3
φ 40	0,07206 757,7	0,07478 769,3	0,07744 780,8	0,08006 792,1	0,08263 803,4	0,08516 814,6	0,08766 825,8	0,09014 837,0	0,09258 848,1	0,09380 853,7
φ 45	0,06348 755,5	0,06595 767,4	0,06837 779,1	0,07073 790,7	0,07306 802,1	0,07533 813,5	0,07758 824,8	0,07980 836,1	0,08199 847,3	0,08306 852,9
φ 50	0,05661 753,4	0,05889 765,6	0,06110 777,4	0,06326 789,2	0,06538 800,8	0,06746 812,3	0,06951 823,8	0,07153 835,2	0,07352 846,5	0,07451 852,2
φ 55	0,05098 751,1	0,05310 763,5	0,05515 775,7	0,05715 787,6	0,05911 799,4	0,06102 811,1	0,06291 822,7	0,06476 834,2	0,06659 845,7	0,06750 851,4

<i>p</i>	300°	320°	340°	360°	380°	400°	420°	440°	460°	480°	500°	550°
60 Y	0,03705 690,3	0,03866 737,0	0,04202 721,8	0,04421 735,7	0,04628 748,8	0,04827 761,7	0,05019 773,9	0,05205 786,0	0,05388 798,0	0,05566 809,8	0,05741 821,8	0,06186 860,6
70 Y	0,03722 679,4	0,03776 688,7	0,03957 715,2	0,03989 730,1	0,03988 744,0	0,04057 757,3	0,04238 770,2	0,04404 782,8	0,04568 795,1	0,04723 807,2	0,04877 819,2	0,05250 848,8
80 Y	0,02193 607,1	0,02760 689,6	0,02964 707,9	0,03155 724,2	0,03330 739,0	0,03496 753,0	0,03651 766,4	0,03802 779,4	0,03948 792,1	0,04090 804,5	0,04229 816,8	0,04563 840,0
90 Y	—	0,02331 679,4	0,02644 700,2	0,02728 717,9	0,02894 733,7	0,03049 748,4	0,03194 762,4	0,03334 775,6	0,03468 788,9	0,03598 801,7	0,03725 814,3	0,04029 846,0
100 Y	—	0,01984 667,7	0,02203 691,4	0,02384 711,3	0,02544 728,2	0,02690 743,6	0,02828 758,2	0,02958 772,1	0,03084 785,6	0,03204 798,8	0,03322 811,6	0,03602 843,0
110 Y	—	0,01686 633,6	0,01917 682,4	0,02089 704,0	0,02255 722,3	0,02396 738,7	0,02527 753,9	0,02651 768,4	0,02769 782,2	0,02882 795,7	0,02992 808,9	0,03253 840,9
120 Y	—	—	0,01671 671,9	0,01858 696,3	0,02013 716,3	0,02150 733,5	0,02276 749,4	0,02394 764,4	0,02506 778,7	0,02614 792,6	0,02717 806,1	0,02983 838,7
140 Y	—	—	0,01254 644,5	0,01468 678,4	0,01627 703,2	0,01760 722,5	0,01879 740,0	0,01989 756,3	0,02093 771,5	0,02191 786,1	0,02285 800,2	0,02507 834,1
160 Y	—	—	—	0,01149 655,9	0,01327 689,2	0,01483 710,6	0,01579 730,0	0,01684 747,5	0,01782 763,9	0,01873 779,3	0,01961 794,1	0,02165 829,2
180 Y	—	—	—	0,00855 622,0	0,01081 667,7	0,01228 696,4	0,01345 718,9	0,01447 738,3	0,01540 755,8	0,01626 772,1	0,01708 787,6	0,01909 824,2
200 Y	—	—	—	—	0,00866 642,2	0,01031 678,5	0,01153 706,9	0,01253 728,5	0,01344 747,5	0,01428 764,7	0,01506 781,0	0,01687 816,9
220 Y	—	—	—	—	0,00866 637,7	0,00866 660,8	0,00868 682,8	0,01093 717,8	0,01183 735,7	0,01266 757,0	0,01341 774,1	0,01514 813,5
250 Y	—	—	—	—	0,00270 474,2	0,00634 624,9	0,00784 670,1	0,00887 700,9	0,00989 724,9	0,01069 744,9	0,01141 763,3	0,01286 806,0

НОМОГРАММА 4
 Формула Стодола для определения утечки пара через лабиринтовое уплотнение [формула (89) на стр. 152]



Примеры. 1. Заданы: $p_1 = 20 \text{ ата}$, $p_2 = 15 \text{ ата}$, $z = 10$, $v_1 = 0,1 \text{ м}^3/\text{кг}$, $s = 0,0002 \text{ м}$, $d = 0,12 \text{ м}$. Найти $G_{ут}$.

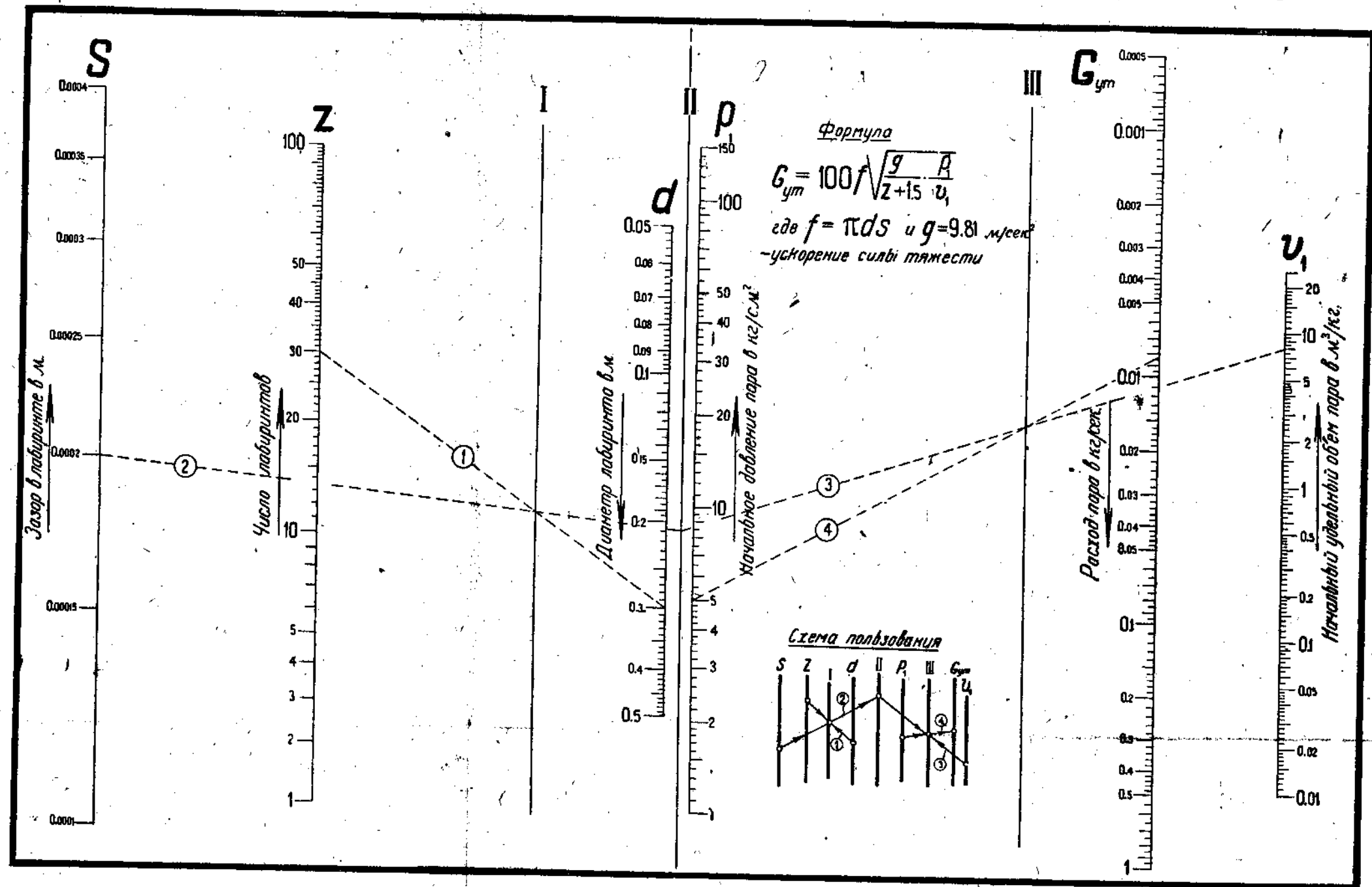
От точки 15 на шкале p_2 ведем наклонную линию до пересечения с кривой $p_1 = 20$. Полученную точку проектируем прямой (1) на шкалу I и соединяем прямой (2) с делением 10 шкалы z . Отмечаем точку пересечения линии (2) со шкалой II и соединяем ее прямой (3) с делением 0,0002 шкалы s . Полученную при этом на шкале III точку соеди-

няем прямой (4) с отметкой 0,12 шкалы d . В пересечении со шкалой IV находим точку, которую прямой (5) соединяем с отметкой 0,1 шкалы v_1 ; в пересечении со шкалой $G_{ут}$ читаем ответ: $G_{ут} = 0,076 \text{ кг/сек}$.

2. Задано: $p_1 = 8,75 \text{ ата}$, $p_2 = 0,7 \text{ ата}$; остальные данные те же.

Начинаем построение проведением линии (2) от точки 8,75 на шкале I. Дальнейший порядок построения тот же, что и в примере 1.

НОМОГРАММА 5
 Формула Стодола для определения утечки пара через лабиринтовое уплотнение [формула (94) на стр. 153]



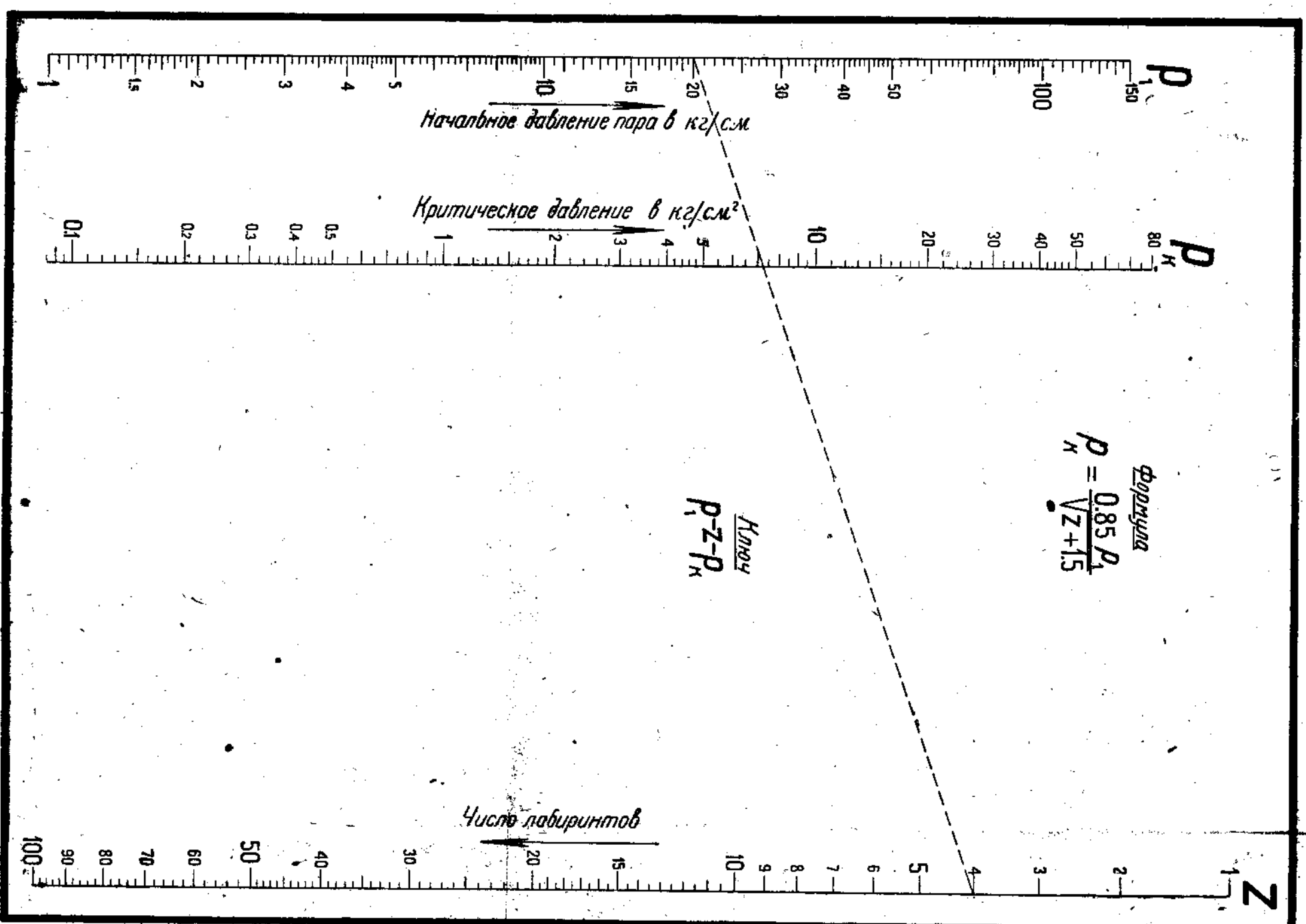
Пример. Задано: $d = 0,3 \text{ м}$, $s = 0,0002 \text{ м}$, $z = 30$, $p_1 = 5 \text{ ата}$,
 $v_1 = 8 \text{ м}^3/\text{кг}$. Найти G_{ym} .

Соединяем прямой (1) отметку 0,3 шкалы d с отметкой 30 шкалы z .
 В пересечении со шкалой I получаем точку, которую прямой (2) соединяем с делением 0,0002 шкалы s . При этом на шкале II получается

вторая вспомогательная точка, которую прямой (3) соединяем с отметкой 8 шкалы v_1 . Полученная в пересечении со шкалой III третья вспомогательная точка дает возможность провести прямую (4), исходя из деления 5 на шкале p_1 . В пересечении со шкалой G_{ym} читаем ответ: $G_{ym} = 0,0083 \text{ кг/сек}$.

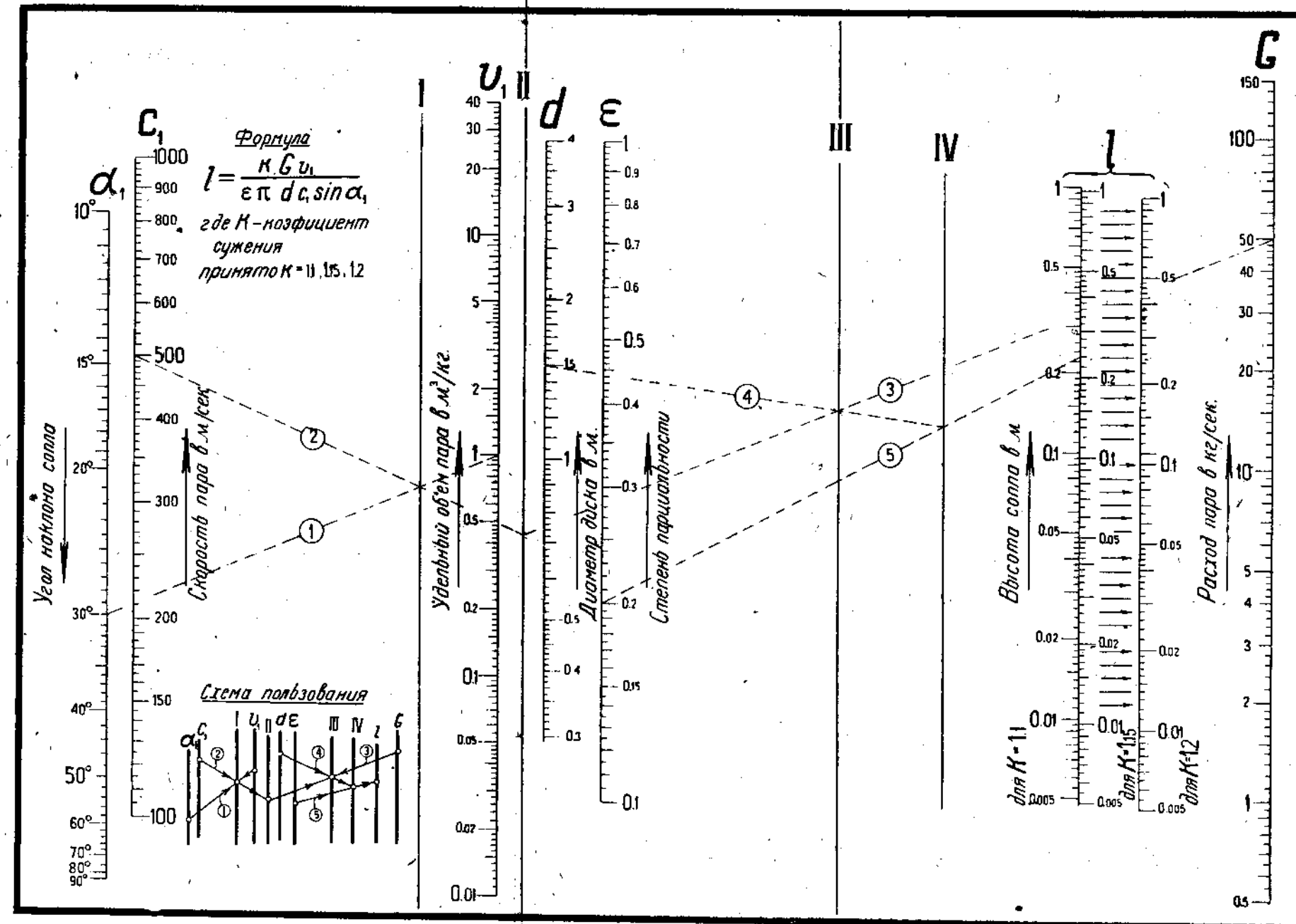
НОМОГРАММА 3

Формула Стодола для определения критического давления пара при выходе лабиринтового уплотнения [формула (95) на стр. 154]



Пример. Задано: $P_1 = 20 \text{ кг/см}^2$, $Z = 4$. Найти P_k .
 Отметку 20 шкалы P_1 соединяем прямой с отметкой 4 шкалы Z и в пересечении со шкалой P_k читаем ответ: $P_k = 7.25 \text{ кг/см}^2$.

НОМОГРАММА 1
 Формула для определения высоты сопла [формула (33а) на стр. 09]

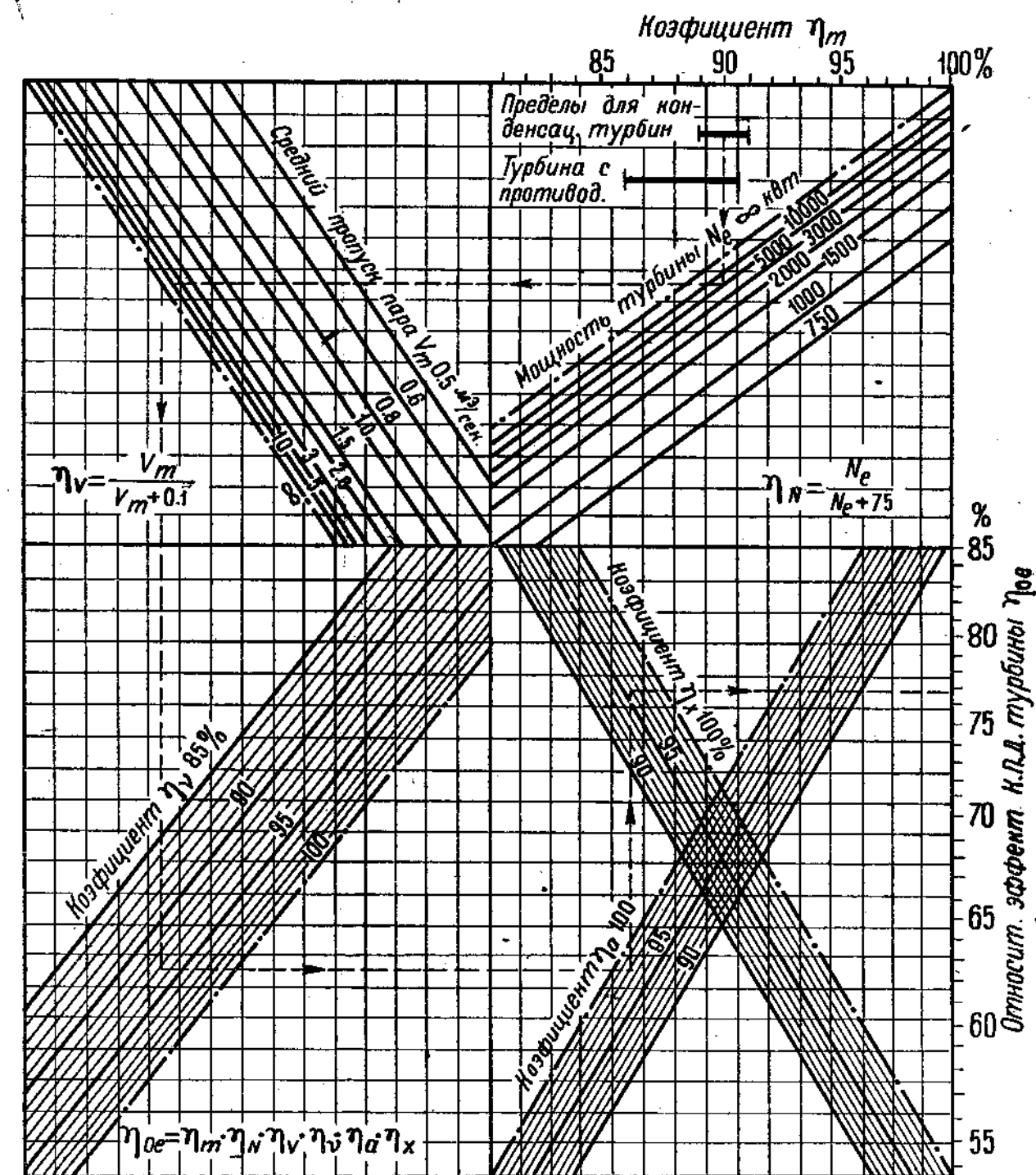
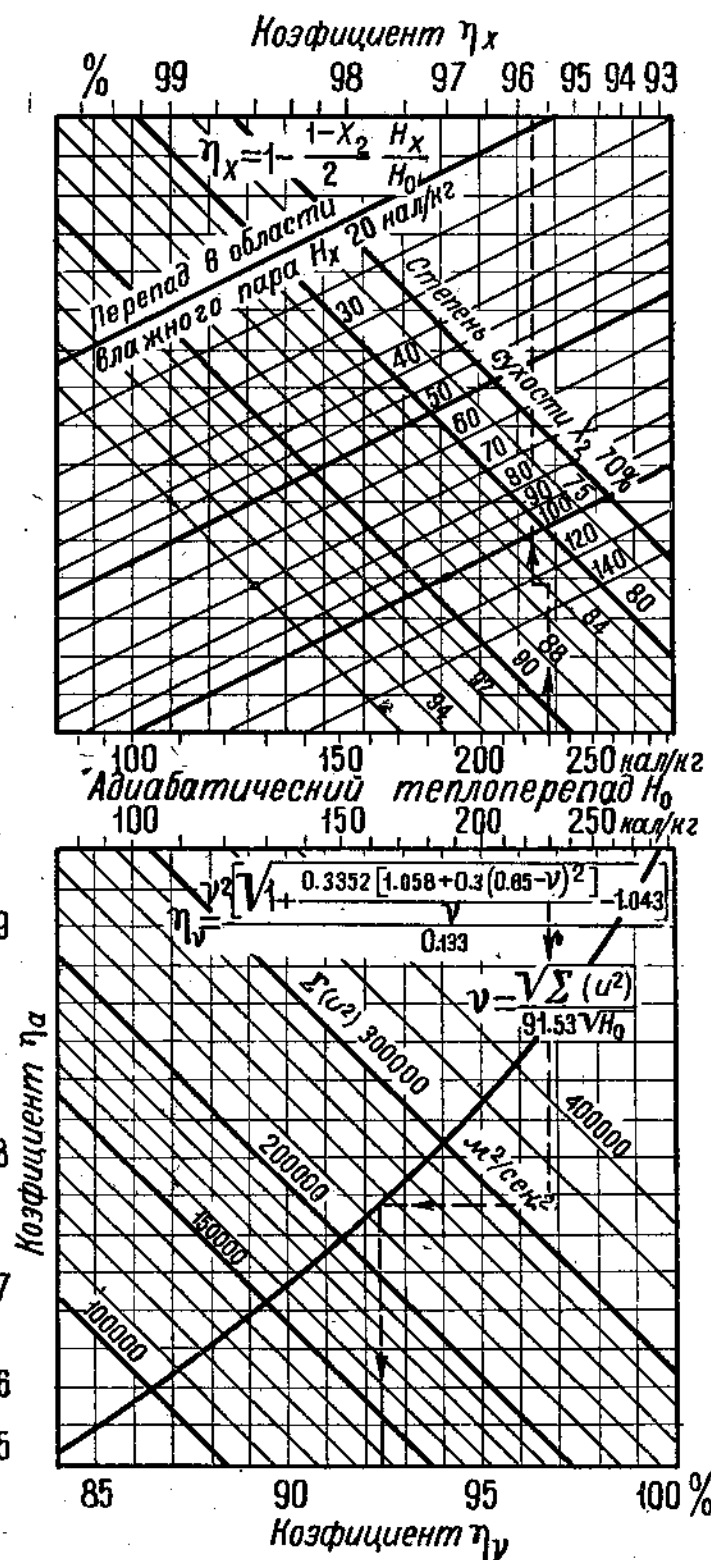
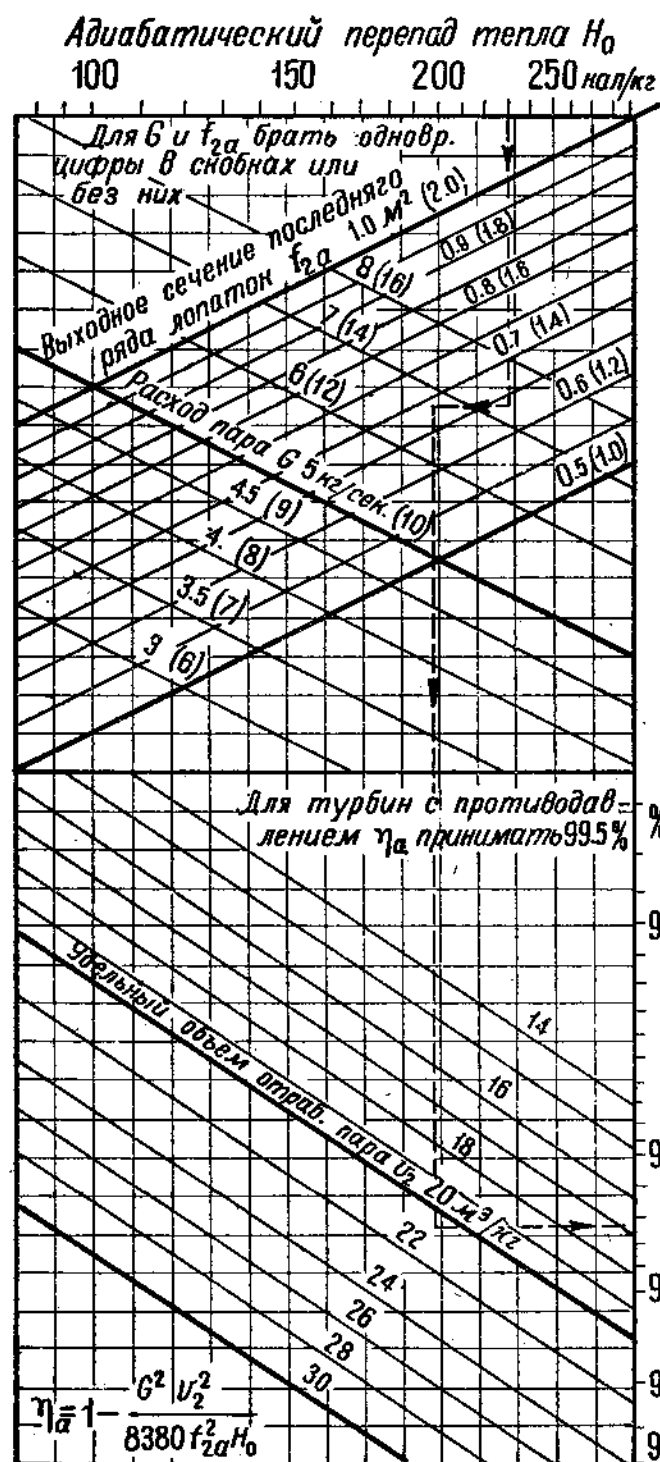


Пример. Заданы: $v_1 = 1 \text{ м}^3/\text{кг}$, $c_1 = 500 \text{ м/сек}$, $G = 50 \text{ кг/сек}$, $k = 1,1$, $\alpha_1 = 30^\circ$, $d = 1,5 \text{ м}$, $\varepsilon = 0,2$. Найти l .

Соединяем прямой (1) отметку 30° шкалы α_1 с отметкой 1 шкалы v_1 ; в пересечении со шкалой I находим точку, соединяем которую прямой (2) с отметкой 500 шкалы c_1 , определяем в пересечении со шкалой II вторую точку. Эту точку прямой (3) соединяем с делением 50 шкалы G и отмечаем точку в пересечении

со шкалой III. Через нее и деление 1,5 на шкале d проводим прямую (4) до пересечения со шкалой IV. Через вновь полученную точку и отметку 0,2 шкалы ε проводим прямую (5). В пересечении ее с левой шкалой для l находим $l = 0,23 \text{ м}$.

Примечание. При $k = 1,15$ ответ читаем с правой стороны шкалы l , при $k = 1,2$ полученную точку сносим по стрелкам на шкалу, помещенную рядом (справа).



Фиг. 164 и 165. Номограммы для определения к. п. д. по Форнеру.