У18
261

ВЛ. В. УВАРОВ

# ГАЗОВЫЕ ТУРБИНЫ

ОНТИ—НКТП—СССР

1935

Проф. Вл. В. УВАРОВ

*НАЧАЛЬНИК КАФЕДРЫ ТЕПЛОТЕХНИКИ ОРДЕНА ЛЕНИНА ВОЕННО-ВОЗДУШНОЙ АКАДЕМИИ РККА ИМ. ПРОФ. Н. Е. ЖУКОВСКОГО и ПРОФЕССОР КРАСНОЗНАМЕННОГО МЕХАНИКО-МАШИНОСТРОИТЕЛЬНОГО ИНСТИТУТА ИМ. БАУМАНА*

# ГАЗОВЫЕ ТУРБИНЫ

## ЧАСТЬ I

*Утверждено Главным управлением учебными заведениями НКТП СССР в качестве учебного пособия для втузов*

Из личной библиотеки преподавателя ПИИ
декана машиностроительного факультета
**Волошенко Ф. П.**

НКТП СССР

ОБЪЕДИНЕННОЕ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО
ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

МОСКВА ★ 1935 ★ ЛЕНИНГРАД

621.4:8(083.81

ЭТ — 36—5—2
Редактор инж. *С. М. Лосев*
Техредактор *А. Д. Чаров*
*ТККСб⁰ 15. Цена 2 р. 75 к. пер. 60 к.*

345104

Сдано в производство 22/X 1934 г. Подписано к печати 13/III 1935 г.
Уполномоч. Главлита № Б-95290. Энергоизд. № 660. Заказ № 3435. Тираж 4000.
Формат бумаги 62×94/16. 13¼ п. л. + 2 вкл. лит. л. 17½. Кол. зн. в 1 бум. л. 106.848.

2-я тип. ОНТИ им. Евгении Соколовой. Ленинград, пр. Красных Командиров, 29.

# ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящая работа представляет собой обработку части стенограмм лекций, читанных автором адъюнктам моторной специальности Военно-воздушной Академии им. проф. Н. Е. Жуковского в 1932 г. В книге изложена лишь термодинамическая сторона газовых турбин (общая гидравлическая теория турбин не является специфической частью теории газовых турбин), причем ряд вопросов разработан вновь.

Из этих оригинальных моментов следует отметить:

Глава II — б) политропическое расширение газов; в) сравнение адиабатического и политропического процессов; г) теплосодержание уходящих газов; д) влияние подогрева смеси на $L_{v_1, k}$.

Глава III — дано некоторое обобщение формул истечения.

Глава IV — б) методы расчета колеса Кертиса, г) оптимальная длина лопатки; е) влияние $\psi$ на к. п. д. $\eta_u$ (фиг. 44а).

Глава V — расчетный режим для сопла, удар при входе струи на лопатку.

Глава VI — разработан метод расчета турбин в T-s = диаграмме без каких-либо построений (этот пункт ничего принципиально нового не дает). Рассмотрена регенерация в циклах Стодола и Брайтона, где особенно следует отметить фиг. 95; этот параграф показывает, что общепринятое мнение о выгодности цикла Стодола имеет достаточно условное значение. (Во время печатания книги появилась статья инж. Зотикова Г. И., см. ВКТО, 1933 г., № 4, который также приходит к выводу условности преимущества цикла Стодола, ставя вопрос несколько иначе).

Обобщено сравнение указанных циклов при одной степени сжатия и одной начальной температуре. Изменено основное уравнение для расчета турбин $p = \text{const}$ с впрыском воды.

Глава VII написана вся автором: в ней следует обратить внимание на зависимость текущего изотермического к. п. д. от давления.

Глава VIII — переход турбин $p = \text{const}$ на другой режим.

В остальном материал имеет компилятивный характер. Автор, следуя примеру Flügel'я (Die Dampfturbinen, 1931), нашел нужным отметить самостоятельные моменты в книге, чтобы облегчить читателям оценку этой работы.

Литература по газовым турбинам приведена в конце книги с краткой аннотацией наиболее характерных работ. Этот список тем более необходим, что автор не смог, да и не считал необходимым по условиям места и времени использовать весь материал,

какой имеется в литературе. Следует также отметить, что в журнальной литературе больше внимания уделяется наддувным турбинам и общим соображениям, чем конкретным вопросам теории.

Экспериментальный материал по газовым турбинам автор предполагает дать во II части, где кроме этого будут даны конструктивный расчет, специальные циклы, теплопередача в лопатках, камере и дисках, сгорание в камере и патентный обзор наиболее интересных предложений.

Проблема газовой турбины поставлена давно, но решения не получила еще до сих пор; автор глубоко уверен, что решить эту проблему можно лишь привлечением к ней нашей технической молодежи и в первую очередь — слушателей втузов.

К сожалению, еще многие руководители наших втузов не ясно себе представляют, что проблемные вопросы в первую очередь должны ставиться у них и ставиться серьезно.

Эта книга, развивая и дополняя теорию газовых турбин, имеет целью привлечь внимание к проблеме, дать средство для критической оценки того или иного предложения изобретателей, а также служить пособием для слушателей втузов и в первую очередь для слушателей ВВА.

*Вл. Уваров*

# *ОГЛАВЛЕНИЕ*


Стр.

Предисловие . . . . . 3
Введение . . . . . 7

ГЛАВА I

**Типовые схемы газовых турбин**

Сухие газовые турбины . . . . . 10
а) Турбины с постоянным давлением сгорания . . . . . —
б) Турбины с постоянным объемом сгорания . . . . . 13
Мокрогазовые турбины . . . . . 20

ГЛАВА II

**Термодинамика сухих газовых турбин**

Располагаемое теплопадение в турбине постоянного давления . . . . . 25
Располагаемое теплопадение в турбине постоянного объема. . . . . 32
а) Адиабатическое расширение газов . . . . . —
б) Политропическое расширение газов . . . . . 35
в) Сравнение адиабатического и политропического процессов . . . . . 40
г) Теплосодержание уходящих газов и тепловой баланс турбины постоянного объема . . . . . 46
д) Влияние подогрева смеси на $L_{0,k}$ . . . . . 50
Смешанные циклы . . . . . 55

ГЛАВА III

**Теория истечения**

Расчет сопла . . . . . 63
Производная $\frac{dp}{dZ}$ . . . . . 74
Эмпирические данные о работе сопел . . . . . 77

ГЛАВА IV

**Общая теория турбин**

Работа на окружности колеса . . . . . 83
Активные турбины . . . . . 86
а) Турбины со ступенями скорости . . . . . 92
б) Методы расчета колеса Кертиса . . . . . 96
в) Влияние трения диска о газ на $\eta_u$ . . . . . 109
г) Влияние радиального зазора $\delta$ на $\eta_u$ . . . . . 113
д) Лабиринтные уплотнения . . . . . 119
е) Влияние коэфициента $\psi$ на к. п. д. $\eta_u$ . . . . . 125
Турбины со ступенями давления . . . . . 126

## ГЛАВА V

**Подсчет к. п. д. $\eta_{oi}$ в турбинах с постоянным объемом сгорания**

Расчетный режим для сопла . . . . . 130
Удар при входе струи на лопатку . . . . . 135

## ГЛАВА VI

**Тепловой расчет газовых турбин в *TS*-диаграмме**

Основы построения *TS*-диаграммы . . . . . 139
Зависимость теплотворной способности топлива от условий сгорания . . . . 147
Порядок расчета турбины $p = \text{const}$ в *TS*-диаграмме . . . . . 149
Порядок расчета турбины $v = \text{const}$ в *TS*-диаграмме . . . . . 156
Смешанные циклы . . . . . 163
Время опорожнения камеры . . . . . 166
Регенерация в циклах Стодола и Брайтона . . . . . 167
Турбина постоянного давления сгорания со впрыском воды . . . . . 170

## ГЛАВА VII

**Работа турбокомпрессора при переменном режиме** . . . . . 173

## ГЛАВА VIII

**Дополнительные замечания и расчеты**

Графический расчет сопла $v^2$-методом . . . . . 185
Определение $\varphi$ сопла по коэфициенту трения в трубах . . . . . 187

## ГЛАВА IX

**Примеры расчета**

1. Расчет газовой турбины с постоянным давлением сгорания . . . . . 192
а) Расчет для $c_p = 0{,}24$ *кал/кг* °С . . . . . —
б) Расчет для $c_p = 0{,}3$ . . . . . 195
в) Расчет с помощью *TS*-диаграммы для одного моля продуктов сгорания . . . . . 197
2. Расчет газовой турбины с постоянным объемом сгорания . . . . . 198
а) Расчет по теплоемкостям . . . . . 199
б) Расчет с помощью *TS*-диаграммы . . . . . 202
3. Расчет газовой турбины с постоянным давлением сгорания и с впрыском воды . . . . . 204
Литература . . . . . 209

## ВВЕДЕНИЕ

Курс газовых турбин занимает своеобразное место среди остальных дисциплин. Другие подобные курсы, как, например, курс паровых турбин, двигателей внутреннего сгорания, авиационных моторов, рассматривают уже разработанные конструкции и проверенные расчеты, в то время как курс газовых турбин не обладает такими возможностями. Курс этот целиком новый. У нас в Союзе эта дисциплина в настоящее время читается в Морской академии в Ленинграде и в некоторых втузах Москвы.

Газовые турбины не имеют установившихся конструкций и методов расчета; литература по ним недостаточна. Эти обстоятельства делают весьма нелегкой задачу автора этой книги — дать систематическое изложение теории и практики газовых турбин. Трудность усугубляется еще тем, что газовых турбин на всем земном шаре имеется очень ограниченное количество. Единственными известными представителями этих типов машин являются турбины Хольцварта (Holzwarth) и, пожалуй, Беллуццо (Belluzzo). Других типов газовых турбин, повидимому, не имеется нигде, хотя не исключена возможность, что газовые турбины и установлены где-либо, но сведения о них не попадают в печать. Иностранная литература о газовых турбинах очень бедна, имеются только отрывочные сведения о том, что тем или иным крупным заводом ведутся работы в этой области. В частности известно, что кроме турбин Хольцварта разрабатывается турбина Штаубера (мокрогазовая турбина). Разработкой этой турбины были заняты такие крупные фирмы, как АЭГ, завод МАН, завод Круппа в Германии, но более поздние сведения говорят о том, что многие из этих заводов отказались от разработки, и сейчас этим вопросом занимается только завод Фойта под непосредственным руководством проф. Штаубера. В последнем издании Хютте (Hütte) проф. Штаубер сообщает о модели своей турбины, которая работала на сжатом воздухе и дала удовлетворительные результаты. (В книге Флюгеля (Flügel)[1] имеется указание, что первая турбина была крайне неудачна и не работала).

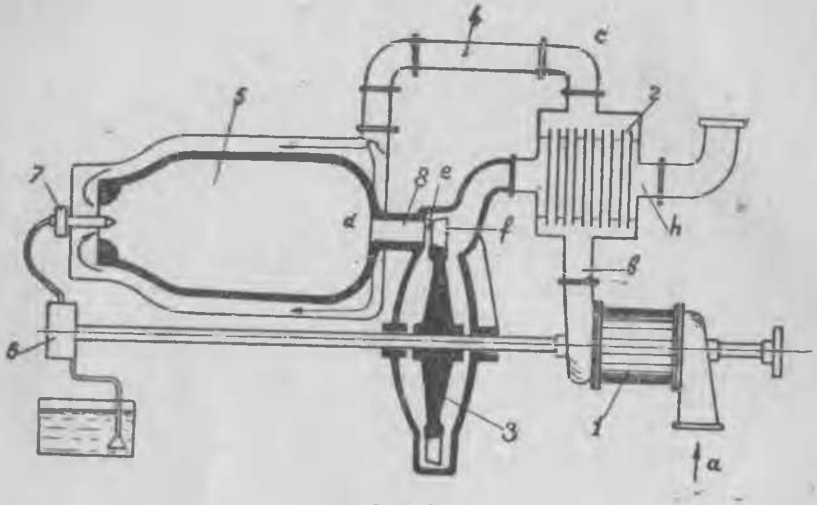
Проф. Хольцварт приступил к проектированию газовых турбин в 1903—1904 гг., и первая турбина была построена бр. Кертинг (Kerting) в 1908 г. Первое испытание газовых турбин было произведено в 1919 и затем в 1922—1923 гг. на двух турбинах, из

[1] Flügel, Die Dampfturbinen, Leipzig, 1931, S. 320.

которых одна работала на жидком топливе, другая на газообразном.

Система турбин, начиная с 1905 г., не претерпела особых изменений примерно до 1927 г., и те опытные образцы, которые были испытаны в 1923 г., представляли копию первоначальных моделей за исключением того, что турбины стали строить с горизонтальным валом вместо вертикального. Коэфициент полезного действия опытной турбины был порядка 15% [1], причем турбины не сумели развить проектной мощности. Турбина, рассчитанная на 700 *квт*, дала только 540 *квт*, и большей мощности она дать не могла; повидимому, были неправильности в расчетах.

В Италии газовыми турбинами занимается фирма Бреда (Societa Italiana Ernesto Breda) [2], где работает инж. Беллуццо. Турбина Беллуццо — постоянного объема сгорания со ступенями давления [3].




Фиг. 1.

Результатов испытания нет. Опытная машина построена в период времени 1920—1925 гг. Имеются указания, что приступлено к постройке турбины мощностью около 300 *л. с.*

Исторически первая попытка построить газовую турбину сравнительно крупной мощности принадлежит французской фирме Société Anonyme des Turbomoteurs, Paris, которая выполнила в 1905 г. турбину по проекту инж. Арменго (Armengaud) и Лемаля [4] (Lemale). Турбина работала с постоянным давлением сгорания (схему см. фиг. 1), но по целому ряду причин дала к. п. д. лишь около 3%.

Эта же фирма применила газовую турбину для торпед, для каковой цели газовые турбины могут быть использованы даже

[1] См. Iron Age, 1924, Nov 24.

[2] Belluzzo, Festschrift Prof. A. Stodola zum 70 Geburtstag, Zürich, 1929.

[3] На Мировой энергетической конференции в Стокгольме в 1933 г. Беллуццо говорил уже о турбине $p = \text{const}$..., см. труды конференции.

[4] См. Barbezat Schweiz, Bauzeitung, Bd. LIII, № 3.

в настоящее время, несмотря на их несовершенства в данный момент.

Курс газовых турбин или турбин внутреннего сгорания излагает теоретические расчеты теплового процесса газовых турбин, некоторые конструктивные расчеты и расчеты из области теплопередачи, необходимые для оценки потерь от охлаждения. Для стройности и последовательности изложения мы коснемся и общей теории турбин.

В газовых турбинах, особенно в турбинах постоянного объема сгорания, происходит изменяющийся периодически процесс. Поэтому расчет газовой турбины отличается от расчетов, которые установились в паровых турбинах.

Учитывая все это, станет понятным, что в настоящее время курс газовых турбин еще не может претендовать на какую-нибудь всеобъемлющую полноту, потому что вообще существует немного практических данных по расчету газовых турбин, но уже разработанная теория все же позволяет критически оценивать работу газовой турбины.

*ГЛАВА ПЕРВАЯ*

# ТИПОВЫЕ СХЕМЫ ГАЗОВЫХ ТУРБИН

Газовые турбины можно разбить на два класса — сухие газовые турбины и мокрогазовые турбины. Сухие газовые турбины в свою очередь разбиваются на несколько групп, а именно группа турбин с постоянным давлением сгорания и группа турбин с постоянным объемом сгорания. Мокрогазовые турбины можно разделить на турбины с неподвижными камерами сгорания и турбины с подвижными камерами сгорания.

## Сухие газовые турбины

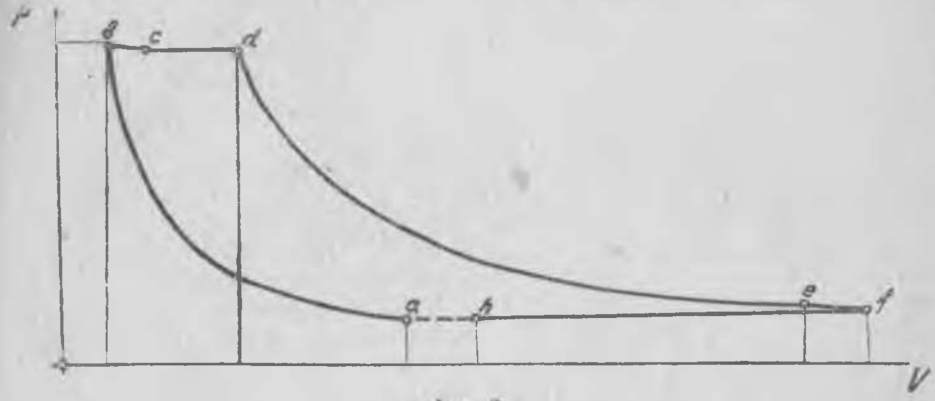
**а) Турбины с постоянным давлением сгорания.** На фиг. 1 дана схема турбины с постоянным давлением сгорания с регенерацией отработавшего тепла. На общем валу сидят: турбина *3*, центробежный компрессор *1* и топливный насос *6*. В зависимости от рода топлива применяется для его подачи либо центробежный насос, если топливо жидкое, либо турбокомпрессор, если топливо газообразное. Работа турбины происходит таким образом: компрессор *1* подает воздух в регенератор *2*, где он подогревается отходящими газами и по трубе *4* поступает, как показывает стрелка, в камеру сгорания *5*. Топливо подается насосом *6* в форсунку *7* и сгорает в камере *5*. Продукты сгорания расширяются в сопле *8*, попадают на лопатки колеса *3* и дальше, проходя через регенератор, омывают его трубки и уходят в выхлоп. Давление выхлопа соответствует атмосферному давлению. Однако возможно и такое положение, когда газы направляются в особый охладитель и после охладителя — в эксгаустор (вентилятор). В этом случае давление за турбиной меньше атмосферного. Но такая схема применяется реже, так как встречаются затруднения при сжатии отработавших продуктов сгорания.

Возможен такой вариант, когда не существует регенератора *2*, а воздух непосредственно поступает в камеру сгорания, минуя регенератор. Этот вариант турбины представляется наиболее простым конструктивно и при определенных условиях может дать благоприятные результаты[1]. Камера сгорания представляет собой

[1] По этой схеме была выполнена турбина Арменго и Лемаля.

топку высокого давления без каких-либо клапанов. Работа спокойная, устойчивая, легко регулируемая.

На фиг. 2 дана рабочая диаграмма этой турбины в *pv*-координатах. Соответствующие точки обозначены на фиг. 1 и на фиг. 2 одинаковыми буквами. Поступающий воздух характеризуется состоянием *a*. В компрессоре *1* имеем сжатие, конец которого обозначен буквой *b*. После того как воздух пройдет регенератор *2*, он приобретает новое состояние, обозначенное на диаграмме буквой *c*. Состояние *c* характеризуется тем, что давление воздуха несколько упало, но температура увеличилась. В *pv*-диаграмме мы имеем соответствующую линию *bc*, причем величина падения давления между точками *b* и *c* зависит от конструктивного выполнения регенератора. Можно предполагать, что при входе в камеру газ имеет это же состояние *c*. Состояние газа перед соплом (точка *d*) характеризуется тем, что тот самый воздух, который был




Фиг. 2.

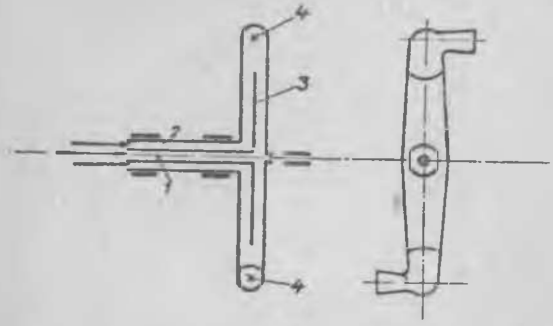
сжат компрессором, получил в камере сгорания дальнейший нагрев в процессе сгорания; это изобразится линией постоянного давления, идущей от точки *c* до точки *d*. Строго математически это не будет горизонтальная линия, но самый процесс сгорания происходит с чрезвычайно малыми потерями давления. Состояние газов при выходе из сопла обозначено буквой *e* и состояние газов при выходе из лопаток — буквой *f*. Точки *e* и *d* лежат на некоторой политропе, изображаемой в *pv*-диаграмме в виде гиперболы.

Процесс прохождения газа по лопаткам происходит так, что давление приблизительно остается постоянным, а за счет трения газов о лопатки происходит повышение температуры газовой струи и дальнейшее увеличение объема, т. е. от точки *e* до точки *f* линия идет параллельно оси абсцисс, и точка *f* будет соответствовать состоянию газа при выходе из лопаток, причем давление в точке *f* выше, чем давление в точке *a* (атмосферное давление). Процесс в регенераторе проходит от состояния *f* до состояния *h* с некоторым падением давления и уменьшением температуры, чему соответствует уменьшение объема от точки *f* до точки *h*. Теоретически можно рассуждать так: точку *h* можем совместить с точкой *a*, т. е. охладить продукты сгорания до первоначальной тем-

пературы. Это чисто теоретическое рассуждение, фактически же газы в состоянии *h* всегда будут иметь более высокую температуру, чем в состоянии *a*.

Процесс без регенерации изобразится той же диаграммой, только без отрезка *bc*, т. е. после компрессора воздух без изменения своего состояния поступает в камеру сгорания.

Таким образом существует два варианта турбин постоянного давления сгорания: без регенератора и с регенератором. Было сделано предложение впрыскивать воду в камеры сгорания турбины постоянного давления для того, чтобы понизить температуру сгорания и температуру на лопатках. Этот термодинамический процесс протекает своеобразно потому, что в этом случае происходит также изменение и количественных весовых отношений. Под схему турбины постоянного давления сгорания можно подвести много различных типов турбин, которые на первый взгляд ничего общего с этой турбиной не имеют. В качестве примера турбины постоянного давления сгорания приведем предложение Нернста (Nernst).



Фиг. 3.

Фиг. 3 представляет собой схему турбины Нернста, которая имеет много общего с так называемым „сегнеровым колесом". По центральной трубе *1* под действием центробежной силы поступает воздух, по кольцевому каналу *2* тоже за счет центробежного действия всасывается газ. Газ и воздух при прохождении внутри полого колеса до периферии отделены стенкой *3*. Около сопла в точке *4* имеется электрический запал. Когда газ и воздух доходят до точки *4*, здесь происходит сгорание, и сгоревшие продукты вытекают через сопло *5*, за счет чего получается крутящий момент на окружности диска. Таким образом вся турбина представляет органическое целое вместе с компрессором, но все-таки эта турбина постоянного давления сгорания. Она представляет как бы два компрессора, соединенных вместе. По одной половине рабочего колеса движется воздух, а по другой — газ; на периферии происходит смешение газа с воздухом и сгорание, причем самый запал нужен только для первого момента, дальнейшее воспламенение происходит само собой.

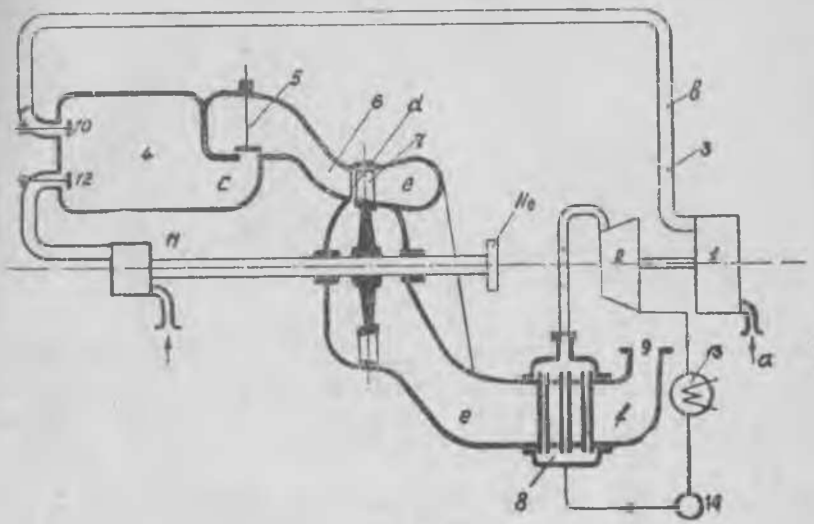
Эта конструкция турбины не выдерживает ни малейшей критики с количественной стороны. Дать колесу окружную скорость свыше 300 или 350 *м/сек* даже в паротурбинной практике весьма трудно из-за недостаточной прочности материала, учитывая же, что на периферии высокая температура стенок камеры и сопла, мы принуждены были бы ограничиться еще меньшей скоростью. Но даже если принять скорость 300 *м/сек*, то давление сжатия в точке *4* будут равным 1,7—1,8 *ата*.

Таким образом получим турбину постоянного давления сгорания со степенью повышения давления 1,8, что даст чрезвычайно низкий термодинамический к. п. д. такой турбины.

Таким образом по идее эта турбина интересна, но для практического осуществления не годится.

**б) Турбины с постоянным объемом сгорания.** Турбины с постоянным объемом сгорания обычно выполняются без регенератора, т. е. у них не имеется подогрева воздуха перед входом в камеру, а использование теплоты отработавших газов производится в особой паротурбинной установке.

На фиг. 4 представлена схема турбины Хольцварта так, как она была спроектирована примерно в 1920 г. Компрессорная группа расположена совершенно отдельно на особом валу; турбокомпрес-

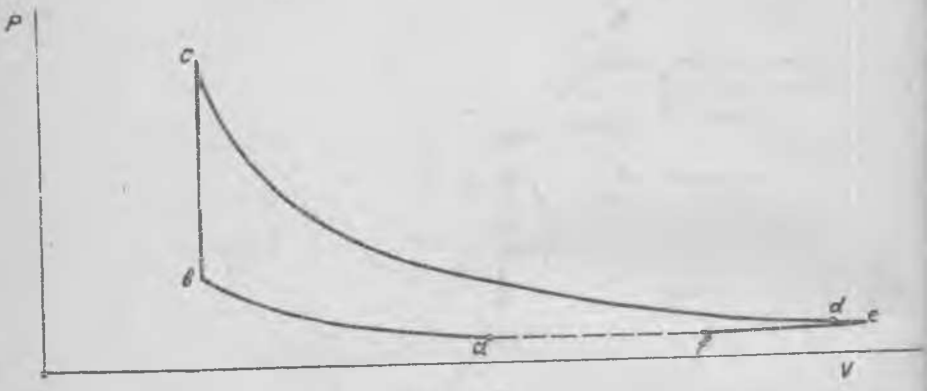



Фиг. 4.

сор *1*, приводимый в движение турбиной *2*, подает воздух по трубе *3* в камеру сгорания *4* через управляемый клапан *10*. Зажигание топлива происходит от электрической свечи. Топливо подается насосом *11* через клапан *12* или форсунку. Сгорание происходит при постоянном объеме, т. е. камера *4* предварительно заполняется воздухом, причем клапаны *5*, *10* и *12* закрываются, после этого происходит запал. Давление повышается, в результате чего открывается сопловой клапан *5*, и продукты сгорания через сопловой аппарат *6* идут на рабочее колесо *7*, после работы на лопатках проходят через парообразователь *8* и через патрубок *9* выходят в атмосферу. Пар, полученный в парообразователе *8*, идет в турбину *2*, из турбины поступает в конденсатор *13* и насосом *14* подается обратно в парообразователь *8*. Вся регулировка управляемых клапанов производится маслом под давлением. Имеется особый распределительный золотник, который имеет переменное число оборотов в зависимости от регулировки. При вращении этого золотника постепенно открываются необходимые клапаны,

т. е. клапан *10* для заполнения воздухом и клапан *12* для заполнения топливом и получения рабочей смеси в камере. От этого же золотника происходит включение электрической свечи и закрытие соплового клапана *5*. Открытие же соплового клапана получается непосредственно от повышения давления после вспышки. Таким образом в этой турбине использование теплоты отработавших газов происходит в паротурбинной части, и приводимый во вращение этой турбиной турбокомпрессор должен полностью обеспечивать необходимое количество воздуха для ведения всего процесса. По этой схеме были построены пять турбин на различных заводах в разное время

Первая турбина в 50 *л. с.* с 3000 об/мин была построена в 1908 г. бр. Кертинг, причем имела шесть камер по окружности емкостью 50 *л* каждая.




Фиг. 5.

Вторая турбина в 1000 *л. с.* была построена заводом Броун-Бовери (Brown-Boveri) в 1910 г., имела 10 камер по окружности каждая камера емкостью 200 *л*.

Третья турбина в 700 *квт* была построена заводом Тиссена (в Мюльгейме) в 1914 г. и имела десять камер емкостью 230 *л* каждая. Все три турбины имели вертикальный вал, причем внизу помещалась турбина, наверху — электрический генератор. Эта турбина в 700 *квт*, тоже 3000 об/мин была испытана примерно в 1922/23 г. и дала мощность 540 *квт*. Полной расчетной нагрузки эта турбина не взяла и имела термический к. п. д. 14,6%.

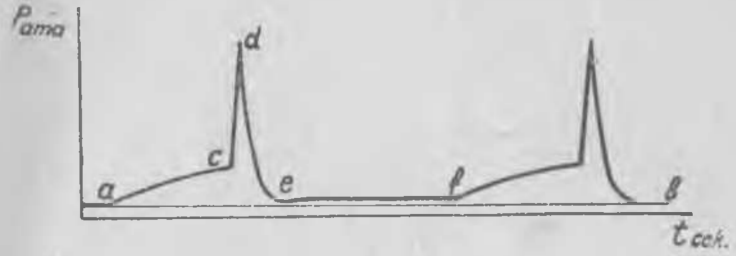
Четвертая турбина в 5000 *квт* с горизонтальным валом 1000 об/мин была построена в 1920 г., имела восемь камер по 1 *л* каждая. Эта турбина была установлена на силовой станции завода Тиссена. Никаких данных о работе этой турбины не имеется.

Наконец, пятая турбина и в то же время первая на жидком топливе мощностью в 300 *квт*, 3000 об/мин была построена в 1919 г.[2] На испытании эта турбина показала термический к. п. д.

[1] Iron Age, 1924, Nov., 24.

[2] Пущена в 1920 г., имела 6 камер по 150 *л* каждая.

14,2%. Все эти пять турбин выполнены по схеме фиг. 4. Рабочий процесс этих турбин в *pv*-координатах показан на фиг. 5, причем наше рассмотрение касается только воздушной стороны процесса, так как паровая ничего интересного не представляет, потому что это нормальная паротурбинная компрессорная установка. Воздух всасывается компрессором *1* при состоянии *a* и сжимается до некоторого состояния *b*, каковое будет и в камере сгорания *4*, пренебрегая той потерей давления, которую мы имеем в трубе *3*. В камере происходит сгорание при постоянном объеме, в результате которого получается состояние *c*, потом расширение по политропе до состояния *d*. Затем происходит работа газа на лопатках, т. е. изменение состояния до точки *e*. Это изменение состояния происходит при постоянном давлении и повышении температуры за счет трения на лопатках, чему соответствует увеличение объема. Получающееся, таким образом, состояние *e* мы имеем и при входе в парообразователь, пренебрегая некоторыми потерями на луче-



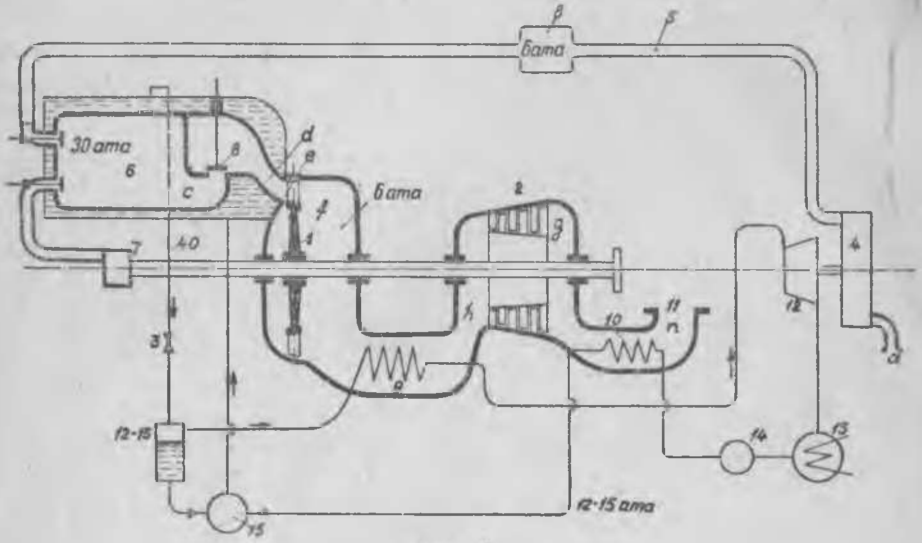

Фиг. 6.

испускание корпуса турбины. Далее происходит охлаждение газов в парообразователе до состояния *f* и выход их с состоянием *f* в атмосферу. Наконец, линия *fa* представляет собой воображаемое замыкание цикла.

Кроме рассмотрения процесса в *pv*-координатах интересна диаграмма, снятая при испытании камеры сгорания и дающая изменение давления по времени. Эта диаграмма изображена на фиг. 6. По оси абсцисс отложено время, по оси ординат — давление сгорания. Линия *ab* представляет собой атмосферную линию, от *a* до *c* происходит заполнение камеры воздухом и горючим газом, от *c* до *d* — вспышка, причем нарастание давления происходит не моментально, а постепенно, так что линия *cd* несколько наклонена к оси абсцисс; от точки *d* до точки *e* — расширение; от точки *e* до точки *f* — продувка камеры. Эта продувка совершается особым компрессором или от промежуточной ступени главного компрессора; имеется дополнительный продувочный клапан, который на схеме фиг. 4 не указан. Затем цикл повторяется. Численные значения таковы: время зарядки 0,5 сек., время сгорания и расширения 0,2 сек., время продувки 0,7 сек. Цифры эти средние и общий период работы камеры составляет около 1,5 сек., в некоторых опытах он достигал 1,7 сек. Давление в точке *c* получалось около 3—4 *ата*, а давление вспышки — около 15 *ата*. Такая турбина Хольцварта испытывалась им примерно до 1927 г. В 1930 г. на Международной энергетической конференции в Берлине со-

трудами Хольцварта был сделан доклад о новой схеме турбин, которую они в настоящее время разрабатывают. Эта схема была предложена совместно проф. Хольцвартом и проф. Шюле, почему и турбина, работающая по ней, носит название турбины Хольцварт-Шюле. Ее описание и разбор имеются в последнем издании „Технической термодинамики" проф. В. Шюле [1].

На фиг. 7 показана схема турбины Хольцварт-Шюле, как она была доложена на Международной энергетической конференции в Берлине в 1930 г. Эта турбина уже не является турбиной постоянного объема сгорания, а относится к типу турбин смешанных, т. е. турбин, которые работают и по принципу постоянного объема




Фиг. 7.

сгорания и по принципу постоянного давления. Турбина *1* является как бы частью высокого давления и работает по принципу постоянного объема сгорания, а турбина *2*, сидящая на одном валу с турбиной *1*, представляет многоступенчатую турбину постоянного давления, причем эта турбина может быть или реактивной или активной, что не является существенным. Важно лишь то, что турбина *2* — многоступенчатая турбина постоянного давления. Парообразователь в этой турбине отсутствует, и его заменяет дроссельный клапан *3*. Работа турбины проходит следующим образом: от отдельной компрессорной группы компрессором *4* по трубе *5* воздух подается в камеру сгорания *6*, проходя ресивер. В камеру сгорания насосом *7* подается газообразное или жидкое топливо. В камере *6* происходит сгорание при постоянном объеме, т. е. при всех закрытых клапанах, причем в этой турбине давление нагнетания больше, чем в первоначальной турбине Хольцварта. Здесь давление, даваемое компрессором, составляет примерно 6 *ата*. При сгорании давление повышается до 30 *ата* и

[1] См. русский перевод том I, книга 2, 1934 г., ОНТИ, стр. 244.

после открытия соплового клапана *8* газы поступают на лопатки рабочего колеса *1*, затем омывают перегреватель *9* и попадают в турбину *2*, причем по окружности колеса *1* расположено несколько камер сгорания, от шести до восьми. Вспышки идут последовательно одна за другой, и давление в корпусе колеса *1* поддерживается почти постоянным, равным 6 *ата*. Имеющиеся колебания давления очень незначительны. Газы, отработав в турбине *2*, проходят подогреватель *10* и затем выходят в атмосферу через патрубок *11*.

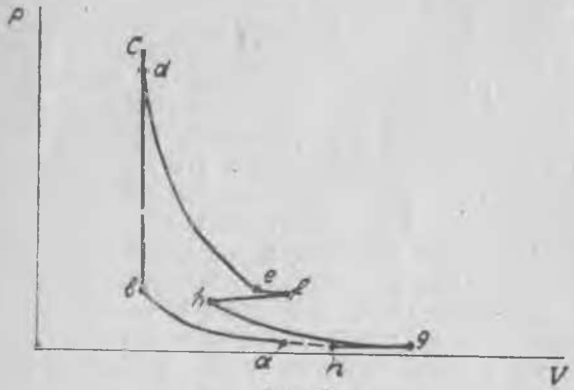
Паровая часть сконструирована таким образом: пар из турбины *12* поступает в конденсатор *13*, и отсюда насосом *14* конденсат подается в подогреватель *10*. Из подогревателя *10* при давлении порядка 12—15 *ата* вода насосом высокого давления *15* накачивается в рубашку камеры *6*, причем нагрев ее в рубашке *6* происходит до температуры примерно 270—300° С. Таким образом рубашка камеры *6* представляет собой подогреватель и как бы перегреватель воды, так как температура воды в ней выше температуры насыщения рабочего пара (12—15 *ата*). Из рубашки камеры *6* вода проходит к дроссельному клапану *3*, где дросселируется с давления 40 *ат.*, соответствующего давлению в рубашке, до давления 12—15 *ат.*, какое имеет рабочий пар. За счет падения давления перегретой жидкости происходит парообразование, и полученный пар из особого паросборника идет в перегреватель *9* потому, что в паросборнике получается влажный пар. В перегревателе *9* пар перегревается до нормальной температуры 300—350° С и поступает в турбину *12*. Эта схема имеет ряд существенных изменений по сравнению со схемой фиг. 4. Здесь упрощена схема парообразователя потому, что самый паросборник и дроссельный клапан представляют более компактную установку, нежели настоящий парообразователь турбины Хольцварта, и, кроме того, процесс во многом отличается от того процесса, который был предложен в свое время Хольцвартом.

После вспышки газы расширяются в сопле до давления 6 *ата*, которое мы имеем и в ресивере. Воздушный клапан открывается давлением воздуха, и происходит продувка камеры при давлении 6 *ата*. Таким образом давление в камере *1* поддерживается и ресивером. Газы из камеры колеса *1* работают после некоторого охлаждения перегревателем *9* в нормальной турбине причем все охлаждение рассчитано так, что турбина *2* работает в нормальных пределах температур примерно при температуре 450° С. Так как она многоступенчатая, то на лопатках получается умеренная скорость и какой-либо опасности от чрезмерных напряжений материала зоесь ожидать неприходится. Но совершенно невыясненным остается вопрос относительно работы диска турбины *1*. По схемам тепловых процессов, доложенным на конференции в Берлине в 1930 г., можно судить, что температура в камере колеса *1* составляет 1 000 ÷ 1 100° абс. или 800° С. Каким образом борются с такой температурой колеса *1*, в этом докладе ничего не сказано. Повидимому, этот пункт является одним из секретных, что наблюдается в практике исследования газовых турбин во всем мире.

Мы уже указывали, что самый процесс по количественным своим показателям сильно отличается от рабочего процесса первой

турбины. В то время, как в первой турбине Хольцварта всю энергию получали по принципу постоянного объема, здесь получается от первой турбины только 30—35% всей мощности двухкорпусной турбины, остальные 70—65% дает вторая, турбина. Таким образом мало оснований считать, что это — турбина постоянного объема сгорания, ее можно скорей назвать турбиной постоянного давления сгорания. Но этот цикл термодинамически является наиболее выгодным из известных в настоящее время, правда с оговоркой, см. гл. VI. Этот цикл очень подробно разработан, правда без конструктивной схемы, проф. Стодола (Stodola) в его книге[1]. Разработка этого процесса имеется так же в книге Шюле (Schüle) „Техническая термодинамика", т. II. В *pv*-диаграмме процесс изобразится, как показано на фиг. 8 (соответствующие состояния на фиг. 7 и 8 обозначены одними буквами).

Воздух, имеющий состояние, характеризуемое точкой *a*, поступает в компрессор *4*, где сжимается до состояния, характеризуемого точкой *b*. В камере *6* происходит сгорание при постоянном объеме с повышением давления до некоторого состояния *c*. Затем, при том же самом объеме происходит охлаждение, т. е. понижение давления от *c* до *d*. При этом происходит передача тепла воде, заполняющей рубашку для получения такого количества пара, какое обеспечило бы подачу воздуха турбокомпрессором в необходимом количестве и достаточно высокого давления. Точка *d* характеризует параметры газа перед соплом. После сопла получается состояние, характеризуемое точкой *e*, которая лежит на соответствующей политропе расширения, причем давление в точке *e* не будет равно давлению в точке *b*, а будет несколько ниже за счет гидравлических потерь при проталкивании газов через всю камеру колеса *1*. От точки *e* до точки *f* имеет место небольшой нагрев газов за счет трения на лопатках, что характеризуется отрезком *ef*. Затем происходит охлаждение газов при прохождении их через перегреватель *9* до состояния *h* по кривой *fh*, причем давление в точке *h* опять-таки несколько меньше, чем давление в точке *f*, на величину гидравлического сопротивления перегревателя. От точки *h* начинается работа и расширение газов в турбине *2* по некоторой политропе до точки *g*, причем политропа *hg* построена с учетом некоторого нагрева газа на лопатках турбины. Затем происходит охлаждение газов в подогревателе *10* от точки *g* до точки *n* и условное замыкание цикла прямой *na*.

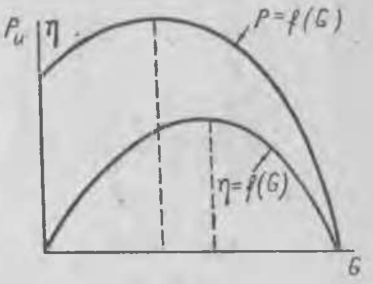


Фиг. 8.

[1] Stodola, Dampf und Gasturbinen, 6 Aufl, § 203, S. 987.



Необходимо отметить следующие моменты, которые отличают эту турбину от разобранной ранее. Прежде всего в этой схеме обеспечивается устойчивая работа компрессора, так как компрессор все время работает на постоянное давление, потому что при открытых камерах в них получается то же давление, какое имеется в камере колеса *1*. Таким образом работу компрессора можно отрегулировать наивыгоднейшим образом, тогда как в турбине Хольцварта первого типа работа компрессора происходит в переменных условиях. На фиг. 9 дана характеристика турбокомпрессора; по оси абсцисс отложены расходы воздуха и по оси ординат — давление и к. п. д. Изменение к. п. д. при постоянном числе оборотов изобразится некоторой кривой, имеющей определенный максимум. В турбине Хольцварт-Шюле работа компрессора происходит все время при максимальном к. п. д. (в наивыгоднейшей точке), тогда как в первом типе турбины зарядка начинается с маленького давления, т. е. в первый момент компрессор работает с большим расходом воздуха, но затем с повышением давления в камере точка, характеризующая работу компрессора, постепенно передвигается влево по характеристике. Подобное явление, конечно, вызывает понижение общего к. п. д. турбокомпрессора, и это — одна из причин значительного улучшения работы по второй схеме.



Фиг. 9.

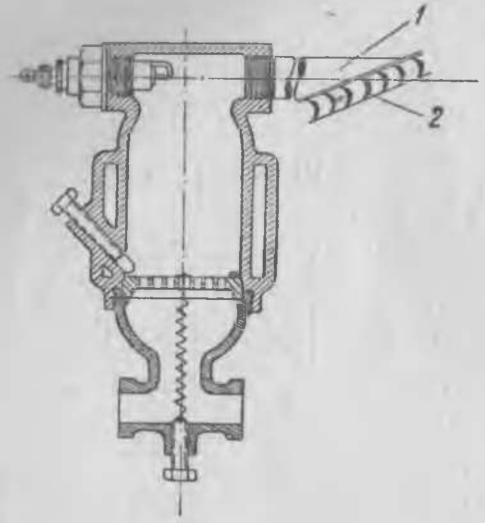
Остановимся еще на некоторых моментах, выгодно отличающих схему турбины Хольцварт-Шюле от первоначальной схемы Хольцварта. Заметим прежде всего, что сопловой клапан в обеих схемах открывается не сразу, т. е. на полное открытие его требуется некоторое время, как ни велико было бы ускорение. Понятно поэтому, что начало открытия клапана сопровождается значительным мятием продуктов сгорания, поступающих далее в сопло, причем происходит дросселирование газов, обладающих как раз наибольшей потенциальной энергией.

Во втором типе влияние дросселирования на экономичность турбины сказывается меньше, поскольку имеется возможность использовать газы с несколько повышенным теплосодержанием.

Наконец, во второй схеме скорость истечения из сопла турбины *1* меньше, так как если в турбине Хольцварта первого варианта происходит расширение с 14—15 *ата* до 1 *ата*, т. е. 15-кратное понижение давления, то здесь понижение давления значительно меньшее, с 30 до 6 *ата*, т. е. только пятикратное, что, конечно, уменьшает максимальную скорость, а последнее выгодно отзовется на работе турбинного колеса *1* по той простой причине, что из соображений механической прочности едва ли можно заставить колесо *1* работать со скоростью более 250—300 *м/сек*. Чем меньше скорость газа, тем выгодней будет отношение окружной скорости колеса к скорости газа, конечно, до известного предела.

Таким образом при понижении абсолютной скорости повышается общий к. п. д. колеса *1* и, следовательно, всей турбины в целом. Все вышесказанное выгодно отличает эту последнюю схему Хольцварт-Шюле от первой схемы, почему сотрудники Хольцварта и предполагают получать от турбины к. п. д. около 30%.

Разобранная турбина Хольцварт-Шюле относится к промежуточному типу турбины так называемого постоянного объема — постоянного давления. Разберем теперь схему турбины, которая, хотя термодинамически не представляет большого интереса, но заслуживает некоторого внимания как первая газовая турбина, которая работала (фиг. 10). Построена она была в 1902 г. французским инженером Караводином. Она имела открытую камеру сгорания, объем которой измерялся долями литра. В нижней части камеры имеется всасывающий клапан. В первый момент работы турбины подают смесь в камеру и дают искру. После вспышки продукты сгорания устремляются по трубе *1* через сопло и попадают на лопатки рабочего колеса *2*, причем труба *1* выполняется достаточно длинной, вследствие чего развивается значительная сила инерции газового столба, и когда расширение окончилось, то эта инерция газового столба засасывает смесь.



Фиг. 10.

Таким образом турбина работала без всяких компрессоров и имела мощность 1,6 *л. с.*, хотя ее термический к. п. д. составлял всего 2,4%. Достоинство этой турбины — это необычайная простота. По размерам она была немногим больше стакана.

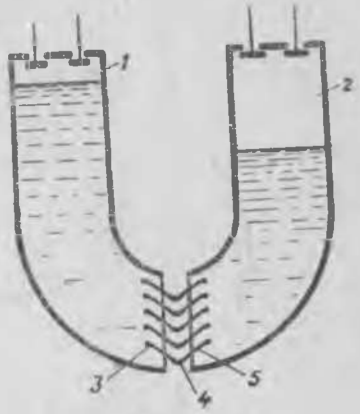
## Мокрогазовые турбины

При разрешении проблемы газовых турбин обычно полагают, что если материал выдерживал бы температуру 1 500° С, то турбины были бы сделаны хорошо и просто. И нужно сказать, что если был бы в нашем распоряжении материал, выдерживающий 1 200° С, не теряя своих механических свойств, то газовые турбины можно было бы строить уже сейчас; однако таких материалов нет. Такая постановка вопроса не означает еще, что проблема газовых турбин упирается только в проблему высокой температуры. Доказательством этому могут служить турбины мокрогазовые.



Мокрогазовые турбины по идее базируются на известных насосах Гемфри[1] (Humphrey). Эти турбины можно разбить на турбины с неподвижной камерой сгорания (причем они так и остались только в проекте) и на турбины с подвижными камерами сгорания, представителем которых является турбина Штаубера, которая, насколько мне известно, им в настоящее время разрабатывается. Эта турбина обладает большими преимуществами и как будто может рассчитывать на то, что с течением времени получит конструктивно выполнимые формы. Нужно сказать, что турбина этой системы была доведена к патентованию в 1918 г., над ней работают около 14 лет и только сейчас как будто бы добились устойчивой работы модели на воздухе[2]. Сама идея применения принципа Гемфри ясна из схемы турбины, которая предложена Дунлопом (Dunlop) и изображена на фиг. 11.

Это — обычный насос Гемфри, где *1* — нормальная головка двухтактного двигателя. Цилиндры представляют собой достаточно длинные трубы, заполненные водой. Столб воды приводится в колебательное движение последовательными вспышками в правом и в левом цилиндрах. Когда в левом цилиндре происходит вспышка, то столб воды устремляется к цилиндру *2*, попадает в сопловой аппарат *3* и работает на лопатках обыкновенной водяной турбины *4*, а отработавшая вода через аналогичный сопловой аппарат *5* попадает в правое колено этой газовой турбины, совершая работу на лопатках *4* и одновременно сжимая ту рабочую смесь, которая находится в правом цилиндре. Затем процесс повторяется.



Фиг. 11.

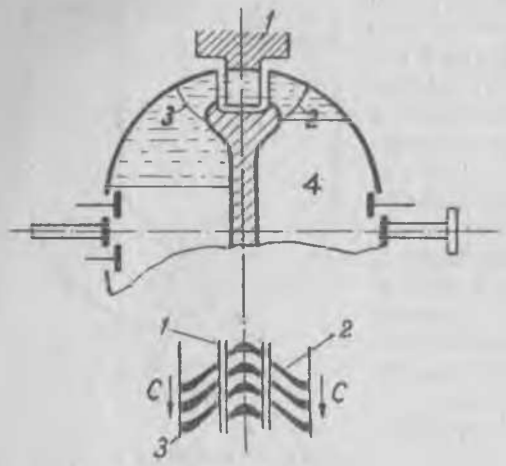
Никаких затруднений в материале для постройки водяной турбины быть не может, потому что работа водяной турбины особых требований к материалу не предъявляет. Эксплоатация цилиндров насосов Гемфри в практике никаких неприятностей не вызывает. Процесс может быть устойчивым, но только лишь при том условии, что ускорение водяного столба превосходит ускорение силы тяжести; в противном случае, если допустить большое ускорение, будет происходить всплеск водяного зеркала. Но для того, чтобы получить достаточную силу при небольшом ускорении, этот столб воды должен обладать соответствующей большой массой, чтобы произведение массы на ускорение дало достаточно большую силу для сжатия горючей смеси в цилиндре. Поэтому получаются цилиндры колоссальных размеров, чем и страдает насос Гемфри. Для малых подач он непригоден и по своей строительной дороговизне не может конкурировать с центробежным насосом. Кроме

[1] См. Noack, VdI, 1913, S. 885.

[2] Как уже упоминалось, первая рабочая модель была крайне неудачна, Flügel, die Dampfturbinen, S. 320.

того, так как колебания воды должны быть медленные, то турбина, несмотря на малую мощность, получается колоссальной. Поэтому эти турбины были отвергнуты не только по соображениям конструктивного порядка и по дороговизне, но и по своей сущности. Действительно, ведь скорость водяного столба меняется периодически; кривая скорости примерно синусоидальная. Такое протекание мы имеем в лопатках *3*. Естественно, что построить лопатки колеса *4* так, чтобы они на весь период осуществляли течение воды без удара, невозможно. Отсюда понятно, что на большой доле цикла работа происходит с ударом, гидравлический к. п. д. получается очень низкий, и вся экономичность этой машины сводится на-нет.

Таким образом как и по конструктивным соображениям, так и по чисто экономическим, из-за низкого гидравлического к. п. д., построение такой турбины должно было быть оставлено. Некоторым выходом из положения была мысль по возможности избежать влияния ускорения силы тяжести, создав искусственное сопловое поле со значительными величинами ускорения. Поэтому вторым шагом в развитии мокрогазовых турбин явились турбины с вращающимися камерами сгорания.



Фиг. 12.

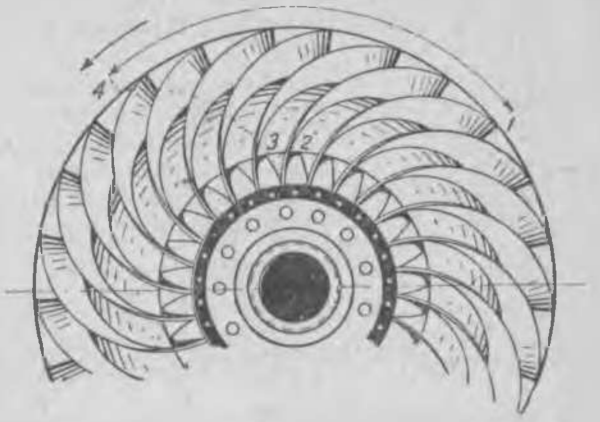
Наиболее простой из таких турбин является турбина Мааг (Maag). Схема этой турбины дана на фиг. 12.

На фиг. 12 показана только верхняя половина симметричной камеры сгорания. В турбине Маага камера сгорания вращается. При пуске турбина приводится во вращение посторонним двигателем. Вследствие вращения находящаяся в камере вода располагается периферическим слоем. В осевой части расположены клапаны для подачи продувочного воздуха, рабочего воздуха и топлива. Процесс идет тоже в два такта, как и в турбине Дунлоп.

На фиг. 12 изображен момент вспышки с левой стороны этой камеры. Масса воды через лопатки *3* устремляется в неподвижные лопатки *1* и выходит в подвижные лопатки *2* на противоположную сторону вращающейся камеры *4*. На лопатках *3* возникает реактивная сила. На лопатках *2* получается некоторая активная сила, действующая в направлении вращения камеры, показанном стрелками. При таком выполнении камеры массе воды можно сообщить значительное ускорение без опасения разбрызгивания водяного зеркала, так как последнее представляет некоторую цилиндрическую поверхность, находящуюся под действием центробежной силы. На этой поверхности получается ускорение $\omega^2 r$, величина которого может

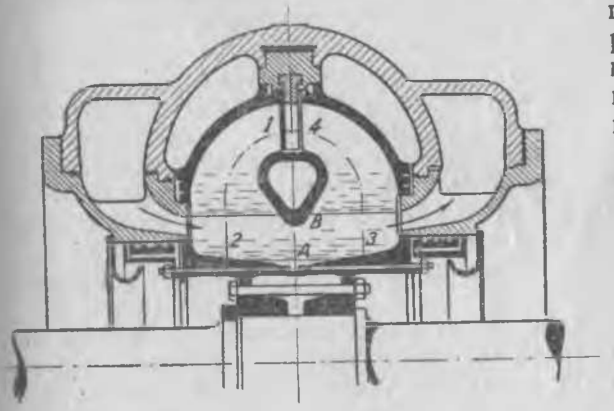


быть почти произвольно велика. При 1 000 об/мин и радиусе 100 *мм* получим ускорение 1 000 *м/сек*², так как 1 000 оборотов дают $100\frac{1}{\text{сек}}$, т. е. мы имеем стократное увеличение ускорения сравнительно при небольших окружных скоростях, а стократное ускорение это значит стократное уменьшение массы воды, следовательно, стократное уменьшение размеров турбины. Поэтому такая турбина будет более рентабельна, чем турбина Дунлопа. Но совершенно не разрешен вопрос с гидравлическим процессом самой турбины. Действительно, мы имеем от лопатки *3* до лопатки *2* переменную скорость течения, а следовательно, ударное действие струи почти на протяжении всего цикла. Таким образом налицо низкий гидравлический к. п. д. и малая экономичность всей турбины.



Фиг. 13.

Решение вопроса о повышении к. п. д. подобной гидравлической турбины было предложено Штаубером. Его турбина относится тоже к турбинам с вращающимися камерами сгорания, но только с гидравлической стороны избегнуты удары, вследствие чего гидравлический к. п. д. турбинной части должен значительно повыситься.



Фиг. 14.

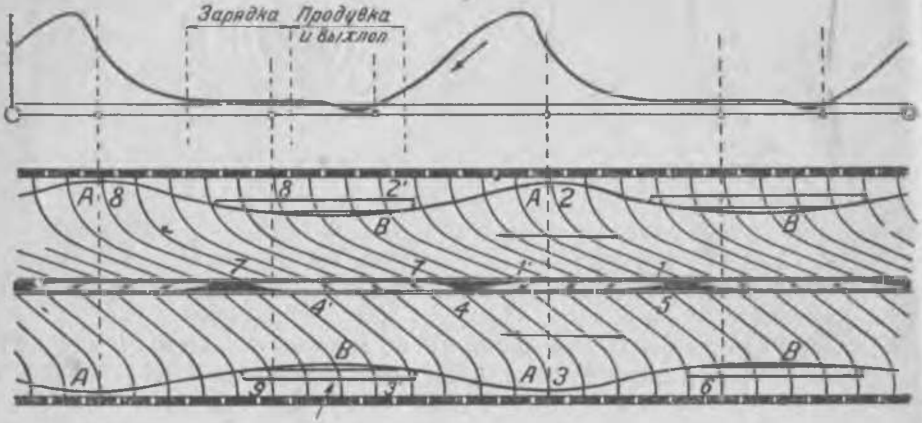
На фиг. 13, 14 и 15 изображена мокрогазовая турбина Штаубера с вращающейся камерой сгорания. На фиг. 14 дан осевой разрез ее, а на фиг. 13— вид ротора.

Ротор турбины представляет собой тело эллиптического вида, на котором имеются винтообразные лопатки, видные на фиг. 13 очень отчетливо. Между лопатками находится вода, причем вследствие центробежной силы уровень ее располагается некоторой цилиндрической поверхностью.

Эта замкнутая масса колеблется между уровнем *B* и уровнем *A*. Уровень *A* соответствует наинизшему положению воды, а уровень *B* — наивысшему. Путь воды отмечен цифрами *2*, *1*, *4* и *3*. Соответственные цифры есть и на фиг. 13, причем цифры *2* и *3* показывают ячейки камеры сгорания, расположенные близко к оси.

Работа турбины видна из фиг. 15. Здесь показан разрез и развертка в плоскости ротора турбины и тех лопаток, которые видны на фиг. 13.

Рабочий процесс в турбине происходит таким образом: ячейка *A* и ячейка $A_1$ находятся близко к оси турбины. Лопатки одной половины ротора загнуты в одну сторону, а другой половины — в другую, причем углы выхода различны. Таким образом камера *A* в верхнем положении и камера $A_1$ в низшем положении фиг. 15 — это одна и та же камера; сплошной линией показано стояние воды.




Фиг. 15.

В момент, изображенный на фиг. 15, в камере *A* происходит вспышка.

Вода начинает течь одновременно по направлению лопатки *2-1* с одной стороны и по направлению лопатки *3-4* — с другой. Масса воды, текущей по лопатке *2-1*, попадает в следующие лопаткии вытекает в камеру *B*, выталкивая продукты сгорания, оставшиеся от предыдущего цикла. Соответствующая работа происходит и в другой половине ротора. Вода по лопаткам *3-4* поступает на лопатку *7-8*. За счет вспышки получается реактивное действие в верхней стороне по направлению вращения и в нижней стороне — против направления вращения. Но ввиду того, что в нижней стороне угол, под которым загнуты лопатки, больше, чем в верхней, величина этой реактивной силы в верхней части получается больше, чем в нижней.

Основное отличие турбины Штаубера от турбины Маага заключается в том, что промежуточные лопатки, разделяющие ротор на две части, расположены под различными углами.

В том положении, в каком изображена турбина на фиг. 15, независимо от какого-либо момента, мы имеем установившиеся

величины скорости по лопаткам, т. е. если в первой лопатке одна скорость, то в следующей может быть меньше и т. д., т. е. углы между лопатками промежуточного лопаточного кольца должны иметь разную величину, чтобы имел место безударный вход воды в промежуточном канале и затем безударное вступление в каналы второй половины ротора. При вспышке сначала получается рабочий ход, затем при движении ротора достигается положение лопаток *1'-2'* и начинается продувка через окна, расположенные на крышке турбины, это видно на фиг. 14. Камера *A*, изображенная на фиг. 15, имеет совершенно прямолинейные очертания, и продувка камеры *B* совершается очень просто.

На фиг. 14 показаны разрезы лопатки *1-2* и *3-4*, причем одна лопатка загнута назад, другая же — вперед. Лопатка, загнутая назад, имеет больший угол, чем загнутая вперед. На фиг. 13 пунктиром показана лопатка с задней стороны ротора. Таким образом во время вспышки получается обратное движение жидкости: одно по движению ротора, другое против его движения. То движение жидкости, которое дает определенный крутящий момент, имеет более острый угол поворота, чем то, которое направлено против движения ротора.

Промежуточные лопатки имеют тот же переменный угол и для нижней половины ротора, как изображено на фиг. 15, т. е. переход от точки *4* до точки *7* сделан с другим углом, нежели переход от *1* до *5*.

В этом и есть отличие турбины Штаубера от ранее рассмотренной нами турбины Маага. Таким образом гидравлический к. п. д. этой турбины должен быть достаточно высок вследствие отсутствия ударного действия струй на лопатках. Как мы уже говорили, эта модель турбины Штаубера изменялась несколько раз. Описанная в книге Стодола турбина работает по несколько иной схеме [1]. Наконец, в последней модели Штаубера имеется, повидимому, еще новый вариант этой турбины, но в принципе все остается так, как описано выше, т. е. одновременное истечение из обеих лопаток и переменный угол лопаток. Модель турбины была выполнена и дала достаточно благоприятные результаты при работе на сжатом воздухе. На рабочей смеси с осуществлением всего цикла эта турбина еще не работала. Число колебаний водяного столба в этой модели составляло около 30 минуту, больше, повидимому, достигнуть нельзя. Она делала около 600 об/мин. Размеры ее чрезвычайно компактные, например, диаметр ротора составлял 0,5 *м*. Дальнейшие работы с этой турбиной ведутся, о результатах их пока ничего неизвестно.

## *ГЛАВА ВТОРАЯ*

## ТЕРМОДИНАМИКА СУХИХ ГАЗОВЫХ ТУРБИН

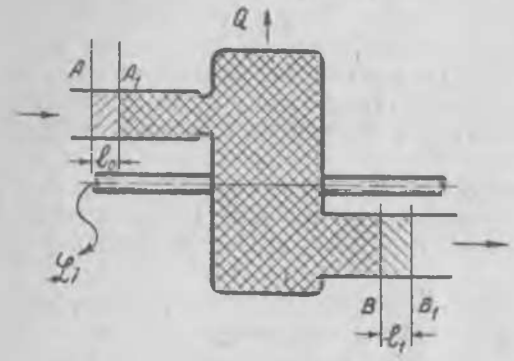
### Располагаемое теплопадение в турбине постоянного давления

Рассмотрим определение располагаемого теплопадения в турбинах с постоянным давлением сгорания.

[1] Stodola, Dampf und Gasturbinen, 6. Aufl. S. 1016.

На фиг. 16 схематически изображена такая турбина. Внутри турбины между сечением $A$ и сечением $B$ заключена некоторая масса газа, причем сечению $A$ соответствует установившееся состояние в камере сгорания после окончания процесса сгорания, а сечению $B$ соответствует состояние газов в выхлопном патрубке турбины после регенератора.

Будем рассматривать установившийся процесс, т. е. такой, при котором все параметры не зависят от времени, а являются лишь функциями пространственных координат. При протекании газа через турбину затраченная работа и теплота идут на повышение внутренней и внешней энергии газа. Рассмотрим перемещение массы газа, заключенной между сечением $A$ и сечением $B$, в некоторое новое положение $A_1B_1$, причем состояние газа в сечениях $A$ и $A_1$, а также $B$ и $B_1$ одинаковы. Введем обозначения для сечения $A$ и $A_1$:




Фиг. 16.

$p_0$ — $кг/м^2$;
$U_0$ — внутренняя энергия, $кал/кг$;
$v_0$ — удельный объем, $м^3/кг$;
$G$ — расход газа, $кг/сек$;
$F_0$ — площадь сечения, $м^2$;
$c_0$ — скорость потока, $м/сек$.

Для сечения $B$ и $B_1$ все величины будут снабжены значками (1), т. е. $p_1$; $F_1$; $v_1$; $c_1$; $U_1$.

На перемещение массы газа из положения $AB$ в положение $A_1B_1$ затрачивается работа, которая в тепловых единицах выразится таким образом:

$$A\,[p_0F_0l_0 - p_1F_1l_1 - L_iGt], \qquad (1)$$

где $t$ — время перемещения газа из положения $AB$ в положение $A_1B_1$; $L_i$ представляет внутреннюю работу турбины, отданную на вал, отнесенную к 1 $кг$ проходящего через турбину газа. В процессе прохождения газа по турбине мы имеем, вообще говоря, отвод (или подвод) тепла, который обозначим через $Q$ калорий на 1 $кг$ протекшего газа. Тогда алгебраическая сумма работы и теплоты изобразится выражением

$$A\,[p_0F_0l_0 - p_1F_1l_1 - L_iGt] - QGt. \qquad (2)$$

В этом выражении мы явно не учитываем работу и теплоту трения, так как они, входя в это выражение с противоположными знаками, уничтожаются. Трение дает отрицательную работу, равную $AL_r$, но эта работа перейдет в тепло и сообщится газу, т. е. войдет в выражение с положительным знаком. Разность сумм внутренней и внешней энергии газа в конце и начале рассматриваемого промежутка времени $t$ представляется таким образом:

$$E_{A_1B_1} - E_{AB}, \qquad (3)$$

где $E_{A_1B_1}$ — суммарная внутренняя и внешняя энергия в калориях в конце взятого промежутка времени, а $E_{AB}$ — то же, в начале. Выражение (3) можно несколько видоизменить следующим образом: энергию $E_{A_1B_1}$ можно представить как сумму энергии массы газа между сечениями $A_1B$ и массы газа между сечениями $BB_1$:

$$E_{A_1B_1} = E_{A_1B} + E_{BB_1}. \tag{4}$$

Аналогичное значение будем иметь для энергии $E_{AB}$, каковая сложится из энергии массы газа между сечениями $AA_1$ и сечениями $A_1B$, и получим равенство

$$E_{AB} = E_{AA_1} + E_{A_1B}, \tag{5}$$

подставляя значения из равенства (4) и (5) в выражение (3), получим

$$E_{A_1B_1} - E_{AB} = E_{BB_1} - E_{AA_1}, \tag{6}$$

так как $E_{A_1B}$ — величина постоянная вследствие того, что процесс установившийся, т. е. масса газа, показанная на фиг. 16 штриховкой в клетку, и в первый и во второй моменты обладает одной и той же энергией.

Приравнивая выражения (6) и (2), получим искомое уравнение

$$A[p_0F_0l_0 - p_1F_1l_1 - L_iGt] - QGt = E_{BB_1} - E_{AA_1}. \tag{7}$$

Выразив энергию в начале и конце через параметры газа, получим ($Gt$ — вес массы $AA_1$ и $BB_1$)

$$E_{BB_1} = U_1Gt + \frac{Gt}{g} \cdot \frac{c_1^2}{2} A, \tag{8}$$

$$E_{AA_1} = U_0Gt + \frac{Gt}{g} \cdot \frac{c_0^2}{2} A. \tag{9}$$

Подставляя значения (8) и (9) в выражение (7) и деля на $Gt$, получим $\left(\text{замечая, что } \frac{F_0l_0}{Gt} = v_0 \text{ и } \frac{F_1l_1}{Gt} = v_1\right)$,

$$Ap_0v_0 - Ap_1v_1 - AL_i - Q = U_1 + A\frac{c_1^2}{2g} - U_0 - A\frac{c_0^2}{2g}, \tag{10}$$

или, заменяя выражения

$$U_0 + Ap_0v_0 = I_0 \quad \text{и} \quad U_1 + Ap_1v_1 = I_1,$$

имеем формулу

$$I_0 - I_1 = AL_i + Q + A\left(\frac{c_1^2 - c_0^2}{2g}\right). \tag{11}$$

Из формулы (11) следует, что внутренняя работа эквивалентна падению теплосодержания, если отсутствует отвод тепла, т. е. $Q = 0$, и если скорость в начале и в конце одинакова. Формулу (11) можно применить к турбине без регенератора или, если турбина

с регенератором, рассматриваем сечения в камере и при входе в регенератор. Тогда падение теплосодержания между камерой и входом в регенератор даст внутреннюю работу турбины, пренебрегая небольшими потерями на лучеиспускание. Таким образом, если $I_{1R}$ понимать как теплосодержание при входе в регенератор, то формула (11) при соблюдении вышеназванных условий напишется так:

$$I_0 - I_{1R} = AL_i. \tag{12}$$

По формуле (12) следует, что максимальную работу мы получим в том случае, когда разность $I_0 - I_{1R}$ будет наибольшая. Это же возможно лишь при адиабатическом обратимом процессе расширения, в этом случае

$$AL_p = (I_0 - I'_{1R})$$

называется располагаемым теплопадением, размерность — *кал/кг*, $I'_{1R}$ — теплосодержание в конце адиабатического расширения.

Преобразуем формулу (12), взяв значение разности теплосодержания при постоянных теплоемкостях, тогда получим формулу

$$AL_p = c_p(T_0 - T_1) = A\frac{k}{k-1}p_0v_0\left[1 - \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]. \tag{13}$$

Из этой формулы следует, что величина располагаемой работы турбины зависит от величины теплоемкости. Таким образом при анализе работы турбины необходимо с достаточной точностью знать значения теплоемкости. Выясним влияние ошибки в определении теплоемкости на точность подсчета к. п. д. газовой турбины. В качестве примера возьмем цикл Отто и посмотрим, как учесть в нем влияние теплоемкости на к. п. д., а потом перейдем к формуле к. п. д. для турбины с постоянным давлением сгорания. Как известно, к. п. д. цикла Отто выражается таким образом:

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}.$$

Заменяя значение $k$ через отношение теплоемкостей, получим

$$\frac{c_p - c_v}{c_v} = k - 1 = \frac{AR}{c_v}.$$

Для того чтобы выявить относительное влияние теплоемкости на к. п. д., необходимо определить величину отношения приращения к. п. д. к соответствующему приращению теплоемкости. Эта мера скорости изменения к. п. д. в зависимости от теплоемкости будет представляться производной.

Продифференцируем выражение для к. п. д. цикла Отто $\frac{d\eta_t}{dc_v}$:

$$d\eta_t = -\frac{\frac{AR}{c_v^2}\cdot \ln \varepsilon}{\frac{AR}{\varepsilon^{c_v}}}\cdot dc_v. \qquad (14)$$

Для средних значений, какие мы имеем в двигателях внутреннего сгорания, можно положить $\varepsilon \approx 8$; $AR = 0{,}0686$; $c_v \approx 0{,}2$;

$$d\eta_t \approx -1{,}7\, dc_v.$$

Применяя такой же метод для турбины постоянного давления, мы можем выяснить влияние теплоемкости на величину к. п. д. Идеальный термический к. п. д. газовой турбины постоянного давления представляется так:

$$\eta_{tp} = \frac{AL_p}{Q}.$$

Обозначая температуру сжатия через $T_c$ и температуру сгорания через $T_0$, имеем для $Q$

$$Q = c_p\,(T_0 - T_c);\ T_0 = \frac{Q}{c_p} + T_c, \qquad (14a)$$

взяв $AL_p$ из формулы (13), получим для $\eta_{tp}$

$$\eta_{tp} = \frac{c_p\,(T_0 - T_1)}{Q} = \frac{A\frac{k}{k-1}\,p_0 v_0\left[1 - \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]}{Q}.$$

Так как

$$\frac{k}{k-1} = \frac{c_p}{AR},$$

то

$$A\frac{k}{k-1}\,p_0\,v_0 = \frac{c_p\,p_0\,v_0}{R} = T_0 c_p,$$

поэтому

$$\eta_{tp} = \frac{(Q + T_c c_p)\left[1 - \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]}{Q}.$$

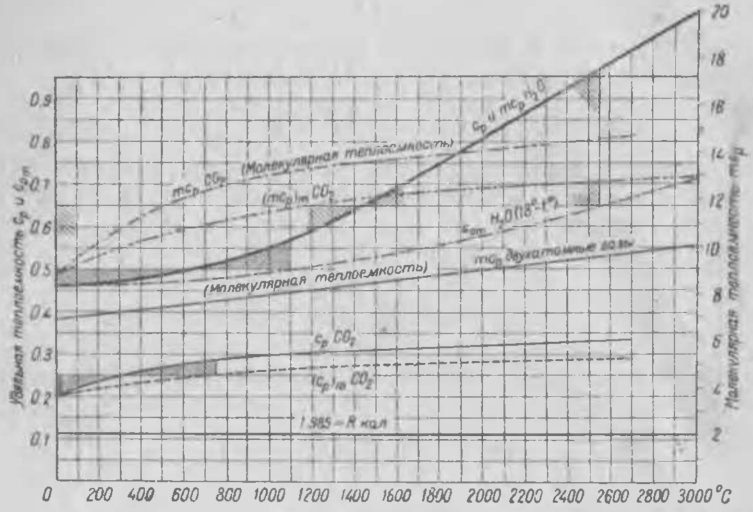
Диференцируем $\eta_{tp}$ по $c_p$:

$$d\eta_{tp} = \left\{\frac{T_c}{Q}\left[1 - x^{\frac{k-1}{k}}\right] + \frac{Q + T_c c_p}{Q}\cdot x^{\frac{k-1}{k}}\cdot \frac{AR}{c_p^2}\ln x\right\} dc_p, \qquad (15)$$

где через $x$ обозначено отношение $\left(\frac{p_1}{p_0}\right)$.

Пример. $Q = 300$ *кал/кг*; $T_c = 500°$ абс.; $AR = 0{,}0686$; $c_p = 0{,}28$; $x = \frac{1}{8}$;

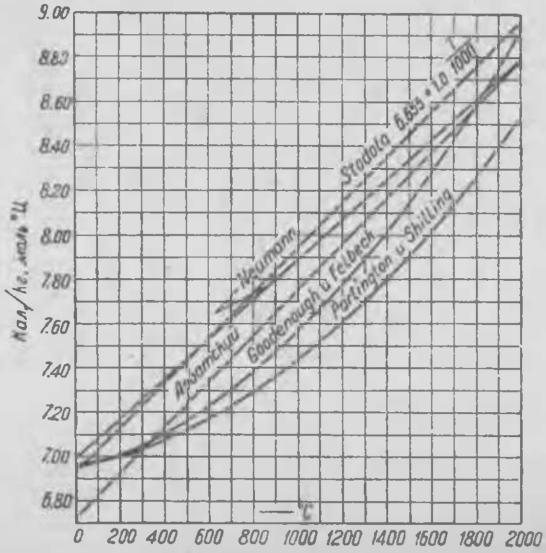
$$d\eta_{tp} = \frac{1}{300}\left(500 \cdot 0{,}397 - 440 \cdot 0{,}603 \cdot \frac{0{,}0686}{0{,}0784} \cdot 2{,}08\right) dc_p = -0{,}96\ dc_p,$$



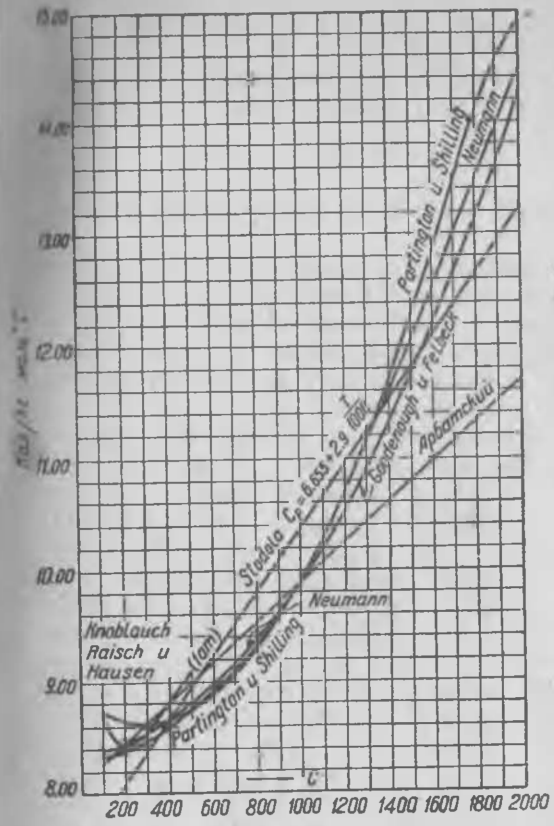

Фиг. 17.

или в среднем можно считать

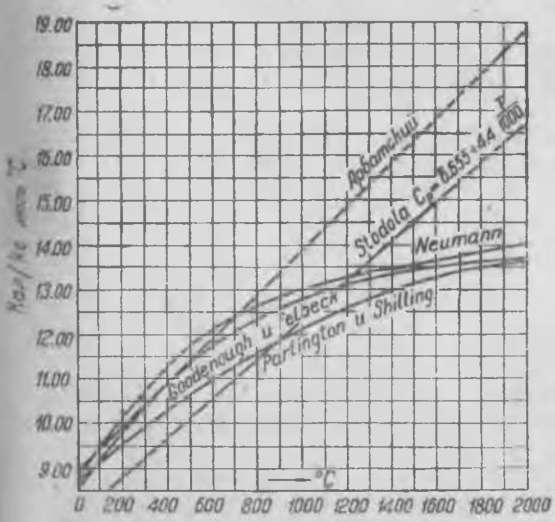
$$d\eta_{tp} = -dc_p. \tag{16}$$




Фиг. 17а.




Фиг. 17b.




Фиг. 17c.

На фиг. 17a приведены теплоемкости двухатомных газов по данным различных авторов; как видим, кривые этих теплоемкостей идут достаточно разнообразно. Для 1 200° C мы имеем максимальное $c_p = 8{,}1 \frac{кал}{моль.°C}$ и минимальное $c_p = 7{,}6$, или, принимая средний молекулярный вес газа равным 29, получим

$$[c_p]_{\max} = 0{,}28 \frac{кал}{кг\,°C};$$

$$[c_p]_{\min} = 0{,}262 \frac{кал}{кг\,°C}.$$

Разница составит 0,018, следовательно, если для $c_p = 0{,}28$

$$\eta_{tp} = 58\%,$$

то для $c_p = 0{,}262$

$$\eta_{tp} = 59{,}8.$$

Из формулы (14) далее следует, что меньшие теплоемкости дают больший к. п. д. и для получения более надежных цифр следует считать по большим теплоемкостям.

Таким образом подсчет по теплоемкостям Шюле и Стодола более целесообразен в известном отношении, чем по теплоемкостям Шиллинга.

Если учитывать работу компрессора, то влияние неточности определения $c_p$ скажется относительно больше.

Из всего сказанного следует необходимость точного учета теплоемкостей и, в частности, температурной их зависимости. На фиг. 17a и 17b даны теп-

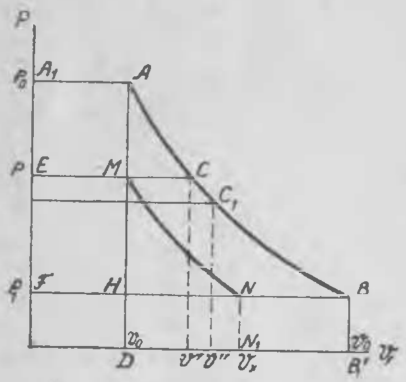
лоемкости для $CO_2$ и $H_2O$; на фиг. 17с — теплоемкости, принятые в этом курсе (см. Schüle, I Bd., 61 стр.).

Ввиду сложности всех процессов при переменных теплоемкостях удобно вести расчет в тепловой диаграмме, что мы в дальнейшем и будем делать.

## Располагаемое теплопадение в турбине постоянного объема

Для определения располагаемого теплопадения в турбине с постоянным объемом сгорания мы воспользуемся формулой (12). Но эту формулу придется применять особым образом. Дело в том, что с течением времени давление в камере меняется, причем самый процесс изменения давления в камере может проходить различно, т. е. или адиабатически или политропически.

**а) Адиабатическое расширение газов.** Рассмотрим вначале адиабатический процесс расширения в камере сгорания за некоторый элемент времени $dt$. Изобразим процесс в $pv$-диаграмме:



Фиг. 18.

На фиг. 18 линия $AB$ — адиабата расширения продуктов сгорания в камере. Рассмотрим момент, когда давление в камере дойдет до значения $p$, состояние газов в камере будет характеризоваться точкой $C$. В следующий момент будем иметь некоторую точку $C_1$, лежащую весьма близко к точке $C$. Вводим следующие обозначения: для точки $C$ — удельный объем $v'$, для точки $C_1$ — удельный объем $v''$. Ввиду того что за этот промежуток времени давление изменяется незначительно, можно считать, что количество газов, вытекших во время падения давления с $C$ до $C_1$, вытекало при постоянном давлении.

Количество вытекших газов будет равняться: $G' - G''$. Произведение этого количества газов на текущее значение располагаемого теплопадения для турбины постоянного давления сгорания даст элементарную работу при $v = \text{const}$:

$$A\Delta L_{vk} = (G' - G'')\frac{k}{k-1} \cdot pv\left[1 - \left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]A. \qquad (17)$$

Обозначив объем камеры через $V$ куб. метров, мы можем выражение (17) представить так (переходя к механическим единицам):

$$\Delta L_{vk} = V\left(\frac{1}{v'} - \frac{1}{v''}\right) \cdot pv\left[1 - \left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right] \cdot \frac{k}{k-1}. \qquad (18)$$



элементарная работа

$$dL_{vk} = V\frac{k}{k-1}pv\left[1 - \left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right] \cdot \frac{dv}{v^2}. \qquad (19)$$

Делаем необходимые преобразования и интегрируем:

$$dL_{vk} = V\frac{k}{k-1}\frac{p}{v}\left[1 - \left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]dv,$$

из уравнения адиабаты имеем

$$k\frac{dv}{v} = -\frac{dp}{p};$$

тогда

$$dL_{vk} = -V\frac{1}{k-1}\left[1 - \left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]dp, \qquad (20)$$

и, следовательно,

$$L_{vk} = -\int_{p_0}^{p} V\frac{1}{k-1}dp + \int_{p_1}^{p} V\frac{1}{k-1}\left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{k-1}{k}} \cdot dp.$$

В данном случае верхним пределом взято некоторое текущее значение $p$, чтобы иметь окончательную формулу в общем виде:

$$\frac{1}{k-1} \cdot (p_0 - p) + \frac{V}{k-1} \cdot kp_1^{\frac{k-1}{k}}\left[p^{\frac{1}{k}} - p_0^{\frac{1}{k}}\right] = L_{vk}. \qquad (21)$$

Предположим, что в камере находятся $G_0$ килограммов газа, тогда

$$G_0 = \frac{V}{v_0};$$

уравнение для 1 *кг* газа в камере получает вид ($V = v_0$)

$$L_{vk} = \frac{1}{k-1}(p_0v_0 - pv_0) + \frac{k}{k-1}v_0p_1^{\frac{k-1}{k}}p^{\frac{1}{k}}\left[1 - \frac{v}{v_0}\right].$$

Но

$$\left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{1}{k}} = \frac{v_0}{v} \text{ и } pv_0^k = p_1v_x^k;$$

следовательно,

$$p^{\frac{1}{k}}v_0 = p_1^{\frac{1}{k}}v_x,$$

откуда

$$v_x = v_0\left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{1}{k}};$$

подставляя в предыдущую формулу, имеем

$$L_{ek}=\frac{1}{k-1}(p_0v_0-pv_0)+\frac{k}{k-1}p_1v_x\left[1-\frac{v}{v_0}\right].$$

Раскрывая скобки, получим

$$L_{ek}=\frac{1}{k-1}p_0v_0-\frac{1}{k-1}pv_0+\frac{k}{k-1}p_1v_x-\frac{k}{k-1}p_1v_x\frac{v}{v_0}. \quad (22)$$

Прибавим и вычтем единицу в числителе третьего члена

$$\left(\frac{k}{k-1}p_1v_x\right)$$

и заметим далее, что

$$v_1=v_x\frac{v}{v_0},$$

так как

$$pv^k=p_1v_1^k;$$

точно так же

$$pv^k=p_1v_x^k;$$

деля почленно, получим

$$\frac{v}{v_0}=\frac{v_1}{v_x},$$

т. е.

$$v_1=v_x\cdot\frac{v}{v_0};$$

вставляя в формулу (22), получим

$$\left.\begin{aligned}L_{ek}=&\frac{1}{k-1}\cdot p_0v_0-\frac{1}{k-1}\cdot pv_0+p_1v_x+\\&+\frac{1}{k-1}\cdot p_1v_x-\frac{k}{k-1}\cdot p_1v_1.\end{aligned}\right\} \quad (23)$$

Прибавив и вычтя из числителя последнего члена единицу, имеем

$$\left.\begin{aligned}L_{ek}=&\frac{1}{k-1}p_0v_0-\frac{1}{k-1}p_1v_1-\left[\frac{1}{k-1}pv_0-\frac{1}{k-1}p_1v_x\right]+\\+p_1v_x-p_1v_1=&\frac{1}{k-1}(p_0v_0-p_1v_1)-\frac{1}{k-1}(pv_0-p_1v_x)-\\&-p_1(v_1-v_x),\end{aligned}\right\} \quad (24)$$

где член $\frac{1}{k-1}(p_0v_0-p_1v_1)$ соответствует площ. $ABB_1D$ (фиг. 18).

» » $\frac{1}{k-1}(pv_0-p_1v_x)$ » » $MNN_1D$.

» » $p_1(v_1-v_x)$ » » $NBB_1N_1$.



Из фиг. 18 видно, что располагаемая работа выразится площ. $ABNM$, т. е.

$$L_{ek}=\text{площ. } ABNM, \quad (25)$$

но, как видно из той же фиг. 18, площ. $ABNM$ может быть представлена разностью других площадей, а именно:

площ. $ABNM$ = площ. $A_1ABF$ — площ. $EMNF$ — площ. $A_1AME$.

Выражая три площади, стоящие в правой части равенства, через параметры газа, будем иметь:

$$\text{площ. } A_1ABF=\frac{k}{k-1}(p_0v_0-p_1v_1);$$

$$\text{площ. } EMNF=\frac{k}{k-1}(pv_0-p_1v_x);$$

$$\text{площ. } A_1AME=v_0(p_0-p),$$

и следовательно,

$$L_{ek}=\frac{k}{k-1}(p_0v_0-p_1v_1)-\frac{k}{k-1}(pv_0-p_1v_x)-v_0(p_0-p). \quad (26)$$

Формула (26) дает выражение располагаемой работы для 1 *кг* газа в камере, т. е. при $G_0=1$; при отличном от единицы значении правую часть равенства (26) надо умножить на $G_0$.

Для $p=p_1$ будем иметь $v_x=v_0$, и, следовательно,

$$L_{ek}=\frac{k}{k-1}(p_0v_0-p_1v_1)-v_0(p_0-p_1). \quad (27)$$

Формулы (25), (26) и (27) дают количество работы, которую мы получаем от 1 *кг* газа в камере при расширении его от давления $p_0$ до некоторого промежуточного $p$.

В предельном случае, когда $p=p_1$, т. е. когда процесс идет до полного расширения в камере, располагаемая работа в этом случае будет

$$L_{ek}=\frac{1}{k-1}(p_0v_0-p_1v_1)-p_1(v_1-v_0), \quad (28)$$

или

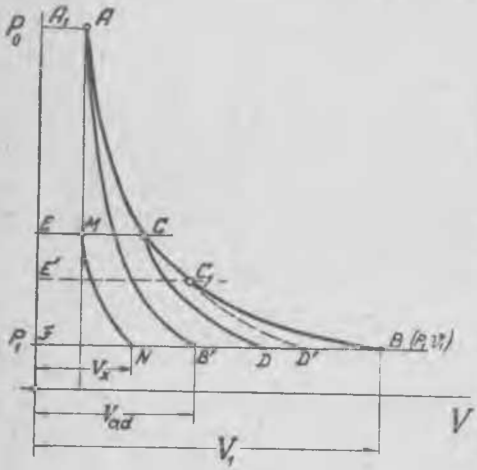
$$L_{ek}=\text{площ. } ABH. \quad (29)$$

Формула (28) тождественна формуле (27) и отличается лишь по форме[1].

**б) Политропическое расширение газов.** Рассмотрим теперь определение располагаемой работы в турбине постоянного объема сгорания при условии протекания процесса в камере по политропе, когда существует некоторый подвод или отвод тепла от газа в камере. Принимаем общий закон по обычному виду политропы $pv^m=\text{const}$ и одновременно изобразим процесс в камере и сопле в $pv$-диаграмме:

[1] Schüle, Technische Thermodynamik, 1923, Bd. II, S. 470.

Некоторая точка $A$ на фиг. 19 характеризует начальное состояние в камере, т. е. момент, соответствующий концу сгорания и приобретения максимального давления и температуры. Процесс расширения в камере будет протекать по политропе $AB$, причем координаты точки $A$ будут $p_0$, $v_0$, а координаты точки $B$ — соответственно $p_1$, $v_1$. Таким образом уравнение $pv^m = p_0 v_0^m$ выражается кривой $AB$. Процесс расширения в самом сопле мы примем адиабатическим, так как процесс происходит быстро, и поэтому количество тепла, которое воспринимается стенками сопла, очень невелико. Рассмотрим некоторое промежуточное состояние $C$, для которого и постараемся выразить элементарную располагаемую работу. Процесс расширения в сопле пойдет по некоторой адиабате, причем точкам $B$ и $D$ соответствует давление $p_1$. Если бы состояние $C$ длительно поддерживалось в камере сгорания, то располагаемая работа на каждый килограмм вытекшего газа выразилась бы площ. $ECDF$. Но фактически состояние в камере меняется непрерывно, и поэтому удельной работой $ECDF$ будет располагать только некоторое элементарное количество газа. Взяв близкое соседнее состояние $C_1$, можем сказать, что за интервал времени от $C$ до $C_1$ вытекло $G' - G''$ килограммов. Умножая это количество на располагаемую работу для 1 *кг*, т. е. на площ. $ECDF$, получаем элементарное значение располагаемой работы при политропическом расширении в камере. Обозначим эту работу через $dL_{em}$. Площ. $ECDF$ выражается, как известно из термодинамики, таким образом:




Фиг. 19.

$$\text{площ. } ECDF = \frac{k}{k-1} pv \left[1 - \left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right].$$

Элементарный расход $G' - G''$ можно выразить через состояние в камере так же, как мы выражали раньше,

$$G' - G'' = \frac{V}{v'} - \frac{V}{v''} = V \frac{dv}{v^2},$$

или, подставляя оба эти выражения в выражение для элементарной располагаемой работы, получим

$$(G' - G'') \text{ площ. } ECDF = dL_{em} = V \frac{k}{k-1} p \left[1 - \left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right] \frac{dv}{v}.$$

Заменяя отношение $\frac{dv}{v}$ на уравнения политропы, можем написать, что

$$m\frac{dv}{v} = -\frac{dp}{p}.$$

Подставляя это выражение в равенство элементарной работы, получаем

$$(G' - G'')\text{ площ. } ECDF = dL_{vm} = -V\frac{k}{k-1}\cdot\frac{1}{m}\left[1-\left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]dp.$$

Таким образом мы привели выражение элементарной работы к интегрируемому виду. Произведем интеграцию, причем для общности решения возьмем пределы не до конечного давления $p_1$, а до некоторого среднего $p$:

$$L_{vm} = -\frac{Vk}{k-1}\cdot\frac{1}{m}\int_{p_0}^{p} dp + \frac{V}{m}\frac{k}{k-1}p_1^{\frac{k-1}{k}}\int_{p_0}^{p}\frac{dp}{p^{\frac{k-1}{k}}};$$

произведем интеграцию последнего члена:

$$\int_{p_0}^{p}\frac{dp}{p^{\frac{k-1}{k}}} = \int_{p_0}^{p} p^{\frac{1-k}{k}}dp = kp^{\frac{1}{k}}\Bigg|_{p}^{p},$$

тогда все выражение для $L_{vm}$ получит вид

$$L_{vm} = \frac{V}{m}\cdot\frac{k}{k-1}(p_0 - p) + \frac{V}{m}\cdot\frac{k}{k-1}p_1^{\frac{k-1}{k}}\cdot k\left(p^{\frac{1}{k}} - p_0^{\frac{1}{k}}\right).$$

Преобразуем это выражение. Для этой цели выносим сомножитель $\frac{k}{m}$ за скобку. Получается

$$L_{vm} = \frac{k}{m}\left\{\frac{V}{k-1}(p_0 - p) + \frac{V}{k-1}\cdot kp_1^{\frac{k-1}{k}}\cdot p_0^{\frac{1}{k}}\left[\left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{1}{k}} - 1\right]\right\}. \quad (30)$$

Предположим, что процесс в камере не политропический, а адиабатический. Что изменится в том выражении, которое написано? Прежде всего сомножитель $\frac{k}{m}$ станет равным единице. Но все остальное выражение в скобках останется тем же самым, так как выражение в фигурных скобках не зависит от $m$. Поэтому при адиабатическом процессе расширения в камере располагаемая работа была бы

$$L_{ad} = \left\{\frac{V}{k-1}(p_0 - p) + \frac{V}{k-1}kp_1^{\frac{k-1}{k}}p_0^{\frac{1}{k}}\left[\left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{1}{k}} - 1\right]\right\}, \quad (31)$$

где $L_{ek}$ — располагаемая работа в случае адиабатического изменения состояния.

Это выражение в фигурных скобках имели раньше при выводе $L_{ek}$ [см. формулу (21)]. Как видим, при политропическом расширении в камере располагаемая работа будет выражаться работой адиабатического расширения, умноженной на отношение $\frac{k}{m}$, т. е.

$$L_{em} = \frac{k}{m} L_{ek}. \tag{32}$$

Шюле в своей Technische Thermodynamik, т. II, стр. 473 немецкого издания дает другую формулу, которую повторяет Н. Н. Берлявский в своем конспекте „Турбины внутреннего горения", издание Военно-морской академии [формулы (18) и (19) на стр. 22]. При выводе своей формулы Шюле допустил ошибку: он брал переменную величину располагаемой работы

$$L = \text{площ. } ECDF = \frac{k}{k-1}(pv - p_1 v_D)$$

и, диференцируя, получал

$$dL = \frac{k}{k-1} d(pv),$$

считая

$$p_1 v_D = \text{const}.$$

Но в действительности $p_1 v_D$ есть величина не постоянная, а изменяющаяся с перемещением начальной точки $C$. Поэтому последнее выражение не есть $dL$, и формула Шюле

$$L_{em} = G_0 \left\{ \frac{k}{k-1}(p_0 v_0 - p_1 v_{0g}) - \frac{k}{k-1}(pv_0 - p_1 v_x) - \right.$$
$$\left. - \frac{m-1}{m} \cdot \frac{k}{k-1}(p_0 - p) \right\},$$

при $m < 1{,}3$ дает ошибку в сторону преувеличения, доходящую при $m = 1{,}1$ до 30%.

Какое количество тепла нужно подвести к газу в камере, чтобы процесс протекал по политропе с определенным показателем? Когда процесс совершается нормальным порядком, т. е. с постоянным количеством газа, и вся масса участвует в процессе, то количество тепла определяется так, как это известно из элементарной термодинамики. Когда имеется камера сгорания и количество газа в ней все время изменяется, то в этом случае решение несколько усложняется. Будем рассуждать так: если бы вся масса участвовала в процессе политропического расширения, то все количество тепла выразилось бы известным интегралом

$$Q = \int_{v_0}^{v} (c_v dT + Ap dv) G_0, \tag{33}$$

где пределы взяты от некоторого начального объема до некоторого промежуточного.

В нашем случае $G$ не является постоянной величиной, а изменяется в процессе истечения газов из камеры и равно

$$G = \frac{V}{v},$$

где $V$ — объем камеры сгорания в $м^3$, а $v$ — переменный удельный объем, определяемый из уравнения политропы. Элементарное количество тепла, подведенное к газу, находящемуся в камере в рассматриваемый момент, выразится с точностью до бесконечно малых второго порядка:

$$dQ_m = \frac{V}{v}(c_v dT + Apdv). \tag{34}$$

Интеграл этого выражения и даст искомое количество тепла $Q_m$. Как видим, тепло выражается одним и тем же интегралом, но в формуле (33) $G_0 = \text{const}$, а в формуле (34)

$$\frac{V}{v} = G = \text{variable}.$$

В данном случае мы имеем три переменных: $p$, $v$ и $T$. Выразим два из них $p$ и $T$ в функции третьего ($v$), т. е.

$$T = \frac{p_0 v_0^m}{R} \cdot \frac{1}{v^{m-1}}$$

(из характеристического уравнения и уравнения политропы). Диференцируя это выражение, имеем

$$dT = \frac{-p_0 v_0^m}{R}(m-1)\frac{dv}{v^m}; \quad p = \frac{p_0 v_0^m}{v^m}.$$

Вставляя это выражение в формулу (34), найдем, что

$$Q_m = \int_{v_0}^{v} \frac{V}{v}\left[c_v \frac{p_0 v_0^m}{R}(1-m)\frac{dv}{v^m} + A\frac{p_0 v_0^m}{v^m}dv\right];$$

интегрируем, тогда

$$Q_m = V\left[c_v \frac{p_0 v_0^m}{R}(1-m) + Ap_0 v_0^m\right]\int_{v_0}^{v} \frac{dv}{v^{m+1}};$$

но

$$\int_{v_0}^{v} \frac{dv}{v^{m+1}} = \left| -\frac{1}{m} v^{-m} \right|_{v_0}^{v}.$$

находим

$$Q_m = Vp_0v_0^m \cdot A\left(\frac{1-m}{k-1}+1\right)\frac{1}{m}\left(\frac{1}{v_0^m}-\frac{1}{v^m}\right)=$$

$$= Vp_0v_0^m \cdot A\frac{k-m}{k-1}\cdot\frac{1}{m}\left(\frac{1}{v_0^m}-\frac{1}{v^m}\right)= Vp_0A\frac{k-m}{k-1}\cdot\frac{1}{m}\left(1-\frac{p}{p_0}\right),$$

но

$$G_0=\frac{V}{v_0},$$

следовательно,

$$Q_m = G_0A\frac{k-m}{k-1}v_0(p_0-p)\frac{1}{m}, \qquad (35)$$

где $G_0$ — начальное число килограммов газа в камере. Из этой формулы следует, что если $m$ меньше $k$, то происходит подвод тепла, если $m$ больше $k$, происходит отвод тепла.

**в) Сравнение адиабатического и политропического процессов.** Теперь мы можем решить вопрос, что выгоднее — работать с политропическим процессом в турбине постоянного объема или стремиться к адиабатическому процессу расширения в камере, что вполне возможно. Действительно, если выполнить камеру сгорания внутри ребристой (с большими поверхностями), то в момент вспышки будет происходить аккумуляция тепла в стенках камеры, и это тепло в процессе расширения будет сообщаться газу, почему будет иметь место политропический процесс расширения. Наоборот, если стенки сделаны гладкими и по возможности устранены все удобные условия для теплопередачи, то получим процесс, близкий к адиабатическому.

Рассмотрим газовую турбину без использования отработавших продуктов сгорания. После рассмотрим и более общие случаи, когда отработавшие продукты сгорания используются в паровом котле.

У нас имеется определенное количество тепла, которое мы расходуем во время процесса сгорания, причем мы можем работать либо по политропе, подводя дополнительное количество тепла $Q_m$, либо по адиабате. Если обозначить количество тепла, получающееся во время сгорания через $Q$, то термический к. п. д. при адиабатическом процессе в камере изобразится таким образом:

$$\eta_t' = \frac{AL_{вА}}{Q}, \qquad (36)$$

где $L_{вА}$ — располагаемая работа при адиабатическом расширении до конечного давления; к. п. д. при политропическом процессе будет

$$\eta_t'' = \frac{AL_{вm}}{Q+Q_m}, \qquad (37)$$

где $Q_m$ [формула (35)] — тепло, подведенное во время расширения. Рассмотрим процесс в $pv$-диаграмме.

Предположим, что турбина без предварительного сжатия (фиг. 20), т. е. начальное состояние в камере перед сгоранием характеризуется точкой $H$. Тогда можно просто определить количество тепла $Q$, которое мы затратили для того, чтобы притти в состояние $A$. Это будет разность внутренних энергий в точке $H$ и в точке $A$, т. е.

$$Q=\frac{A}{k-1}(p_0v_0-p_1v_0), \text{ так как } U=\frac{A}{k-1}pv.$$

Вынося $v_0$ за скобки, имеем

$$Q=\frac{Av_0}{k-1}p_0-p_1, \tag{38}$$

следовательно,

$$Q+Q_m=\frac{Av_0}{k-1}(p_0-p_1)\left[1+\frac{k-m}{m}\right].$$

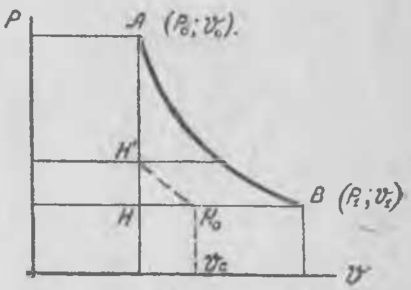
Преобразуем это выражение, замечая, что

$$\frac{A}{k-1}v_0(p_0-p_1)=Q,$$

имеем

$$Q+Q_m=Q\frac{k}{m}. \tag{38a}$$

Вставляя это равенство в выражение для $\eta_t''$, получим



Фиг. 20.

$$\eta_t''=\frac{AL_{v,m}}{Q+Q_m}=\frac{A\frac{k}{m}L_{v,k}}{\frac{k}{m}Q}=\eta_t'.$$

Получается, что в случае турбины без предварительного сжатия совершенно безразлично, работать ли по политропе или по адиабате при условии равенства давлений сгорания.

Если же турбина работает с предварительным сжатием, т. е. начальное состояние в камере сгорания характеризуется точкой $H'$ (на фиг. 20) с большим давлением, то в этом случае количество тепла $Q$ будет меньше, чем то, которое мы подсчитали, по той причине, что $p_c$ будет большая величина, потому что она будет относиться к точке $H'$, а количество $Q_m$ останется то же самое, так как оно не зависит от того, как мы пришли к состоянию $p_0v_0$. Точно так же располагаемая работа не изменится. Располагаемая работа зависит от начального состояния, а не от того, как пришли в это начальное состояние.

Обозначим новое количество тепла через $Q'$, тогда термический к. п. д. будет равняться

$$\eta_t' = \frac{AL_{v_1k}}{Q'} \quad \text{и} \quad \eta_t'' = \frac{A\frac{k}{m}L_{v_1k}}{Q'+Q_m},$$

причем $Q' < Q$ и

$$Q' = \frac{A}{k-1} v_0 (p_0 - p_c) = \xi Q, \tag{39}$$

где

$$\xi = \frac{p_0 - p_c}{p_0 - p_1};$$

величина $\xi$ всегда меньше единицы, так как $p_c > p_1$.

При $Q' = Q$ (турбина без предварительного сжатия) $\eta_t' = \eta_t''$, т. е.

$$\frac{AL_{v_1k}}{Q} = \frac{AL_{v_1m}}{Q+Q_m}. \tag{40}$$

Уменьшая $Q$ до $Q'$, мы получим большее возрастание первой дроби и, следовательно, будем иметь неравенство

$$\frac{AL_{v_1k}}{Q} > \frac{AL_{v_1m}}{Q'+Q_m},$$

или, что то же самое,

$$\eta_t' > \eta_t'', \tag{41}$$

т. е. адиабатический процесс расширения в камере сгорания в турбине с предварительным сжатием выгодней, чем политропический. Отметим еще раз, что это в случае отсутствия использования теплоты отработавших газов и для $m < k$. Случай $m > k$ надо разбирать отдельно и давать точную схему теплообмена.

Действительно, если то, что $m > k$ вызвано охлаждением стенок камеры водой и тепло $Q_m$ теряется, то в этом случае $\eta_t''$ не будет изображаться формулой (37), а следовательно, и наши выводы потеряют силу.

При сравнении мы исходим из равенства начальных состояний газа ($p_0$; $v_0$) как для адиабатического, так и для политропического процессов расширения в камере, что соответствует работе с различными избытками воздуха. При работе по политропе на 1 *кг* газа затрачивается больше тепла ($m < k$), чем при работе по адиабате, а следовательно, в первом случае работа происходит с меньшим избытком воздуха ($\alpha$), а во втором — с большим.

С точки зрения работы турбинного колеса сравнение газовых турбин с одинаковым начальным состоянием более естественно, так как в этом случае турбинное колесо работает в одинаковых интервалах скоростей, а следовательно, гидравлический к. п. д. колеса не будет меняться. В практике двигателей внутреннего сгорания более привился, что вполне правильно, метод сравнения

при $\alpha = \text{const}$, что и для газовых турбин представляет интерес, и поэтому сравним два процесса: политропический с показателем $m$ и адиабатический при работе с одним и тем же избытком воздуха. В этом случае количество подведенного тепла будет одинаковое, а начальные состояния будут отличаться. Для адиабатического процесса состояние в камере—$p_0$; $v_0$, а для политропического — $p_0'$; $v_0$, причем в этом случае количество тепла для адиабатического процесса выразится формулой

$$Q = \frac{A}{k-1} v_0 (p_0 - p_1),$$

и для политропического процесса

$$Q_1 + Q_m = Q.$$

Во время сгорания при политропическом процессе подводится меньшее количество тепла, потому что некоторая часть тепла подводится во время расширения. В этом случае $Q_1$ выразится аналогичной формулой, как и для $Q$, т. е.

$$Q_1 = \frac{A}{k-1} v_0 (p_0' - p_1).$$

Здесь вместо давления $p_0$ взято давление $p_0'$.

С другой стороны, $Q_m$ [формула (35) при $G_0 = 1$] равняется

$$Q_m = \frac{k-m}{k-1} \cdot \frac{A}{m} \cdot v_0 (p_0' - p_1);$$

суммарное количество тепла $Q_1 + Q_m = Q$ выразится после подстановки значений $Q_1$ и $Q_m$ формулой

$$Q = Q_1 + Q_m = \frac{A}{k-1} v_0 (p_0' - p_1) \left[ 1 + \frac{k-m}{m} \right] =$$

$$= A \frac{k}{m} \cdot \frac{v_0}{k-1} (p_0' - p_1) = \frac{A}{k-1} v_0 (p_0 - p_1),$$

так как количество тепла при адиабате и политропе равны ($\alpha = \text{const}$). Из этого равенства находим $p_0'$, т. е. давление вспышки для политропы, которое должно иметь вполне определенную величину, в противном случае будет либо избыточное, либо недостаточное количество тепла. Сокращая на $\frac{Av_0}{k-1}$, получим

$$p_0' - p_1 = \frac{m}{k} (p_0 - p_1),$$

или

$$\frac{p_0' - p_1}{p_0 - p_1} = \frac{m}{k}, \qquad (42)$$

т. е. отношение повышения давления при политропе к повышению при адиабате равно отношению соответствующих показателей (при $\alpha = \text{const}$ и $m < k$; случай $m > k$ — особый).

Таким образом, считаясь с одним избытком воздуха, имеем давление в камере меньше при политропическом процессе, чем при адиабатическом. Сравним, какой процесс будет выгоднее, адиабатический или политропический. Выше было доказано, что в турбине без предварительного сжатия адиабатический и политропический процессы эквивалентны, если состояние в камере одно и то же. Поэтому при сравнении политропического процесса с адиабатическим можем взять эквивалентный политропическому процессу адиабатический с исходным состоянием $p_0'$; $v_0$. Следовательно, сравниваем адиабатический процесс с исходным состоянием $p_0$; $v_0$ и адиабатический (эквивалентный нашему политропическому) с исходным состоянием $p_0'$; $v_0$. Это сравнение даст возможность выяснить, какой процесс выгоднее, первый или второй.

Термический к. п. д. для адиабатического процесса [$L_{v,k}$ определяем из формулы (27)]

$$\eta_t' = \frac{AL_{v,k}}{Q} = \frac{A\frac{k}{k-1}(p_0v_0 - p_1v_1) - Av_0(p_0 - p_1)}{\frac{A}{k-1}v_0(p_0 - p_1)} =$$

$$= k\frac{1 - \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}}}{1 - \frac{p_1}{p_0}} - (k-1).$$

Посмотрим, как влияет $p_0$ при постоянном $p_1$ на изменение термического к. п. д. Для удобства обозначим $\frac{p_1}{p_0} = x$ и продиференцируем выражение для $\eta_t'$ по $x$:

$$\frac{d\eta_t'}{dx} = \frac{-\frac{k-1}{k}x^{-\frac{1}{k}}(1-x) + 1 - x^{\frac{k-1}{k}}}{(1-x)^2} \cdot k.$$

Раскрыв скобки в числителе и сделав преобразования, получим

$$\frac{d\eta_t'}{dx} = \frac{-\frac{k-1}{k}x^{-\frac{1}{k}} + x^{\frac{k-1}{k}}\left(\frac{k-1}{k} - 1\right) + 1}{(1-x)^2} \times k =$$

$$= \frac{-\frac{k-1}{k}x^{-\frac{1}{k}} - \frac{1}{k}x^{\frac{k-1}{k}} + 1}{(1-x)^2} \cdot k.$$

При $x=0$, т. е. при очень большой степени расширения, получается $\frac{d\eta_t'}{dx}=-\infty$. При другом пределе, когда очень мала степень расширения, т. е. когда $x=1$,

$$\frac{d\eta_t'}{dx}_{x=1}=-\frac{k-1}{2k^2}.$$

Для всех значений $x<1$ производная $\frac{d\eta_t'}{dx}<0$. Следовательно, термический к. п. д. уменьшается с возрастанием $x$, или, иными словами, с уменьшением $p_0$, что, конечно, естественно.

Таким образом, чем, меньше $p_0$, тем меньше к. п. д. адиабатического цикла. Поэтому, если $p_0'$ меньше $p_0$, то и к. п. д. будет меньше.

А $p_0'$ будет всегда меньше, если $m<k$, т. е. если политропический процесс идет с подводом тепла. Следовательно, адиабатический процесс выгоднее, чем политропический процесс, даже для турбины без предварительного сжатия (при $\alpha=\text{const}$). Для турбины с предварительным сжатием это будет сугубо правильно. Для этого случая термический к. п. д. адиабатического процесса расширения в камере [$Q'$ из формулы (39)]

$$\eta_{tc}'=\frac{AL_{v,k}}{Q'}=\frac{AL_{v,k}}{\xi Q}=\frac{\eta_t'}{\xi}.$$

Термический к. п. д. турбины с предварительным сжатием равняется к. п. д. без предварительного сжатия, деленному на некоторый коэфициент $\xi$, который зависит от отношения разности давлений

$$\xi=\frac{p_0-p_c}{p_0-p_1}<1,$$

где $\xi$ всегда меньше единицы.

Следовательно, в общем термический к. п. д. можно выразить таким образом:

$$\eta_{tc}'=\frac{k}{\xi}\left[\frac{1-\left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}}}{1-\frac{p_1}{p_0}}-\frac{k-1}{k}\right]. \qquad (43)$$

Установим зависимость между точностью подсчета термического к. п. д. и точностью определения теплоемкости. В этом случае дело обстоит благоприятнее, чем при определении термического к. п. д. цикла Отто. Продифференцируем $k$ по $c_v$:

$$k=\frac{c_p}{c_v}=\frac{AR+c_v}{c_v};\quad dk=-\frac{AR}{c_v^2}\,dc_v;$$

приняв $AR \approx 0{,}068$ и $c_v = 0{,}2$, получим в среднем:

$$dk \approx \frac{0{,}068}{0{,}04}\, dc_v \approx -1{,}7 dc_v.$$

Как видим, $k$ возрастает, когда $c_v$ убывает. Кроме этого $dk$ имеет другой знак, чем $dc_v$, и по величине $dk$ примерно вдвое больше. Выясним, каким образом термический к. п. д. в турбине с предварительным сжатием зависит от точности определения теплоемкости. Для этого диференцируем $\eta'_{tc}$ по $k$.

$$d\eta'_{tc} = \left\{ \frac{1}{\xi}\left[\frac{1 - x^{\frac{k-1}{k}}}{1-x} - \frac{k-1}{k}\right] + \frac{k}{\xi}\left[\frac{-x^{\frac{k-1}{k}} \ln x \frac{1}{k^2}}{1-x} - \frac{1}{k^2}\right]\right\} dk;$$

преобразуем выражение, раскрыв скобки:

$$d\eta'_{tc} = \left[\frac{1}{\xi}\frac{1 - x^{\frac{k-1}{k}}}{1-x} - \frac{1}{\xi} - \frac{kx^{\frac{k-1}{k}} \ln x \frac{1}{k^2}}{\xi(1-x)}\right] dk;$$

$$d\eta'_{tc} = \frac{1}{\xi}\left[\frac{1 - x^{\frac{k-1}{k}}}{1-x} - 1 - \frac{x^{\frac{k-1}{k}} \ln x}{k(1-x)}\right] dk.$$

Для $x = 0{,}1$; $k = 1{,}3$; $c_v = 0{,}227$

$$d\eta'_{tc} = 0{,}61 \frac{dk}{\xi} = -0{,}8 \frac{dc_v}{\xi}.$$

Для $x = \frac{1}{15}$

$$d\eta'_{tc} = 0{,}68 \frac{dk}{\xi} = -0{,}89 \frac{dc_v}{\xi},$$

при средних значениях $\xi \approx 0{,}8$ получим

$$d\eta'_{tc} = -dc_v.$$

**г) Теплосодержание уходящих газов и тепловой баланс турбины постоянного объема.** Сравнивая турбины, мы брали их в определенных условиях, которые заключались в том, что не учитывалось использование отработавшего тепла. Но турбина Хольцварта и др. работают с использованием отработавшего тепла. Отработавшие газы направляются в парообразователь, и пар из парообразователя идет в паровую турбину, которая работает на турбокомпрессор. Таким образом сравнение было до некоторой степени однобокое, так как не учитывалось количество тепла, заключающееся в выхлопных газах и зависящее от того, какой процесс осуществляется в камере.

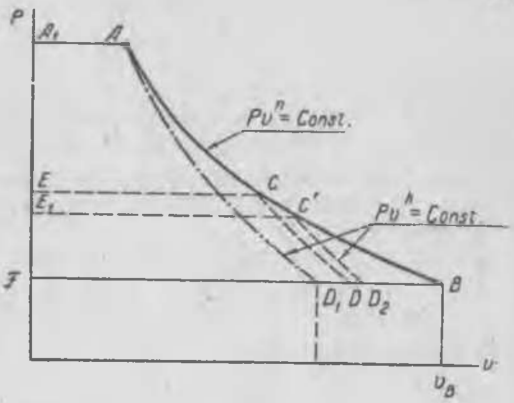
При расширении по политропе происходит увеличение температуры выхлопных газов по сравнению с температурой их при адиабатическом расширении, что видно из фиг. 21, в которой состо-

ние выхлопных газов характеризуется точкой $D$ — при адиабатическом и точкой $B$ — при политропическом расширении. Поэтому общее количество тепла в выхлопных газах увеличивается. Следовательно, имеем больше располагаемого тепла в паровой установке, использующей тепло отходящих газов. Для того чтобы количественно оценить весь процесс в целом, необходимо учесть разность количеств тепла, содержащихся в выхлопных газах при адиабатическом и политропическом процессах, т. е. определить то располагаемое тепло, которое будем иметь при входе в парообразователь. Для этого предварительно найдем теплосодержание уходящих газов в случае адиабатического расширения в камере. В этом случае состояние уходящих газов будет характеризоваться точкой $D_1$ (фиг. 21). Количество газов в камере в начальный момент (сгорание) равно

$$G_0 = \frac{V}{v_0} \text{ килограммов.}$$

Следовательно, полное теплосодержание уходящих газов (отсчитанное от абсолютного нуля) выразится

$$I_1 = I_{B_1}\frac{V}{v_0} = \frac{V}{v_0}c_pT_{B_1} = \frac{V}{v_0}A\frac{k}{k-1}p_1v_1. \qquad (44)$$




Фиг. 21.

С политропой вопрос сложнее. Рассмотрим какое-нибудь промежуточное текущее состояние $C$. Если бы состояние в камере, характеризующееся параметрами в точке $C$, длительно поддерживалось, то температура была бы $T_D$ и теплосодержание газов на 1 *кг* выразилось бы как $c_pT_D$.

Фактически с таким теплосодержанием выйдет не 1 *кг* газа, а количество, которое изобразится разностью

$$G_c - G'_c = \frac{V}{v} - \frac{V}{v'}.$$

Эта разность была выражена ранее в диференциальной форме и равняется

$$\frac{V}{v} - \frac{V}{v'} = V\frac{dv}{v^2}.$$

Теплосодержание 1 *кг* газа $I_D = c_pT_D$, теплосодержание же всего количества уходящих газов в процессе расширения в камере от точки $A$ до $B$ представляется интегралом

$$I_c = \int_{v_c}^{v_B} c_pT_DV\frac{dv}{v^2} = A\frac{k}{k-1}p_1V\int_{v_0}^{v_B} v_D\frac{dv}{v^2}. \qquad (45)$$

К этому теплосодержанию надо прибавить теплосодержание оставшихся в камере продуктов сгорания, которые в процессе продувки камеры также поступают в выхлопной трубопровод. Количество их равно $\frac{V}{v_B}$, теплосодержание 1 *кг* будет $A\frac{k}{k-1}p_1v_B$, а следовательно, полное их теплосодержание выразится

$$I_r = A\frac{k}{k-1}Vp_1.$$

Теплосодержание всей массы уходящих газов будет равно сумме $I_e + I_r$:

$$I_{1m} = I_e + I_r = A\frac{k}{k-1}p_1V\left[\int_{v_0}^{v_B} v_D\frac{dv}{v^2} + 1\right]. \qquad (46)$$

Интеграл, стоящий в правой части этого выражения, преобразуем, выразив $v_D$ через $v$, пользуясь тем, что точки $C$ и $D$ (фиг. 21) связаны уравнением адиабаты, а точки $C$ и $A$ — уравнением политропы; следовательно, можем написать:
Для адиабаты $CD$

$$\frac{v_D}{v} = \left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{1}{k}}.$$

Для политропы $CA$

$$\left(\frac{v}{v_0}\right)^m = \frac{p_0}{p};\quad p = p_0\left(\frac{v_0}{v}\right)^m,$$

откуда определяем $v_D$:

$$v_D = v\left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{1}{k}} = v\left(\frac{p_0}{p_1}\right)^{\frac{1}{k}}\left(\frac{v_0}{v}\right)^{\frac{m}{k}} = \left(\frac{p_0}{p_1}\right)^{\frac{1}{k}} v_0^{\frac{m}{k}}\, v^{\frac{k-m}{k}}.$$

Искомый интеграл примет вид

$$\int_{v_0}^{v_B} v_D\frac{dv}{v^2} = \left(\frac{p_0}{p_1}\right)^{\frac{1}{k}} v_0^{\frac{m}{k}}\int_{v_0}^{v_B} v^{-\frac{m+k}{k}}dv = -\left(\frac{p_0}{p_1}\right)^{\frac{1}{k}} v_0^{\frac{m}{k}}\frac{k}{m}\Big|_{v_0}^{v_B} v^{-\frac{m}{k}} =$$

$$= -\left(\frac{p_0}{p_1}\right)^{\frac{1}{k}}\frac{k}{m}\left[1 - \left(\frac{v_0}{v_B}\right)^{\frac{m}{k}}\right] = -\left(\frac{p_0}{p_1}\right)^{\frac{1}{k}}\frac{k}{m}\left[1 - \frac{v_0}{v_1}\right] = \frac{k}{m}\left[\frac{v_1}{v_1} - 1\right], \qquad (47)$$

так как отношение $\left(\frac{v_0}{v_B}\right)^{\frac{m}{k}}$ можно представить так:

$$\left[\left(\frac{v_0}{v_B}\right)^m\right]^{\frac{1}{k}} = \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{1}{k}} = \frac{v_0}{v_1},$$

написав уравнение политропы $AB$ и адиабаты $AD_1$.

Вставляя значение этого интеграла в равенство (46), получим окончательно

$$I_{1m} = A\frac{k}{k-1}p_1V\left[\frac{k}{m}\left(\frac{v_1}{v_0}-1\right)+1\right]. \qquad (48)$$

При $m = k$ равенство (48) переходит в равенство (44), что и должно быть.

Так как после турбины отработавшие газы идут в парообразователь, то интерес представляет не столько теплосодержание, сколько располагаемое тепло, т. е. то количество тепла, какое получится при охлаждении газов до температуры окружающей среды.

В случае турбины без предварительного сжатия состояние окружающей среды будет характеризоваться точкой $H$ (фиг. 20), и, следовательно, располагаемое тепло выразится

$$Q_{em} = I_{1m} - I_H = I_{1m} - \frac{V}{v_0}A\frac{k}{k-1}p_1v_0 = A\frac{k}{k-1}p_1V\frac{k}{m}\left(\frac{v_1}{v_0}-1\right). \qquad (49)$$

При адиабатическом расширении в камере располагаемое тепло будет

$$Q_e = A\frac{k}{k-1}p_1V\left(\frac{v_1}{v_0}-1\right). \qquad (50)$$

Взяв отношение (49) и (50), получим

$$\frac{Q_{em}}{Q_e} = \frac{k}{m} \qquad (51)$$

при условии равенства давлений сгорания и общего начального состояния ($v_0 = \text{const}$ и $p_0 = \text{const}$), что влечет за собой $v_1 = \text{const}$.

Формулы (49) и (50) дают выражения для тепла, отданного холодному источнику, в данном случае окружающей среде. Теперь можно написать тепловой баланс газовой турбины с постоянным объемом сгорания без предварительного сжатия и с политропическим процессом расширения в камере.

Подведенное тепло [по формулам (38) и (38а)]

$$Q + Q_m = \frac{A}{k-1}v_0(p_0 - p_1)\frac{k}{m}.$$

Отведенное тепло по формуле (49) (полагая $V = v_0$, т. е. $G_0 = 1$ *кг*)

$$Q_{em} = A\frac{k}{k-1}p_1(v_1 - v_0)\frac{k}{m}.$$

Полученная работа [формула (32)]

$$AL_{vm} = A\frac{k}{m}\left[\frac{k}{k-1}(p_0v_0 - p_1v_1) - v_0(p_0 - p_1)\right].$$

Эти три выражения и дадут возможность написать тепловой баланс турбины:

$$Q + Q_m - Q_{em} = AL_{v_1 m}. \tag{52}$$

Подставляя значения входящих величин, мы получим тождество, что доказывает правильность наших выводов.

При сравнении адиабатического и политропического процессов расширения в камере у турбин постоянного объема сгорания без адиабатического сжатия, не учитывая использование теплоты отработавших газов, мы получили равенство идеальных термических к. п. д. [формула (40)]. Формула (51) показывает, что располагаемое тепло для политропического процесса при $m < k$ будет больше, чем для адиабатического, а следовательно, и эффект использования отработавшего тепла будет выше. Таким образом для случая $v_0 = \text{const}$ и $p_0 = \text{const}$ турбина с использованием тепла при политропическом процессе расширения в камере будет экономичнее, чем такая же турбина, но с адиабатическим расширением в камере. Учитывая это, можно сказать, что неравенство (41) будет действительно лишь свыше определенного $p_c$, т. е. существует такое давление сжатия, при котором обе турбины будут иметь одинаковый общий к. п. д., учитывающий и использование теплоты отходящих газов (неравенство (41), конечно, останется, но $\eta_t'$ и $\eta_t''$ не являются общими к. п. д.). Границы выгодности того или иного процесса всегда можно установить расчетом.

Для теплового баланса турбины с предварительным сжатием необходимо определить работу сжатия и тепло, участвующее при этом. В случае адиабатического сжатия затраченная работа $L_c$ по аналогии с $L_{v_1 k}$ [формула (28)] изобразится площадью криволинейного треугольника $H_0HH'$ (фиг. 20), так как работа турбины и компрессора обратимы, теплообмена же не будет. Тепловой баланс напишется

$$Q' + Q_m - Q'_{em} = AL_{v_1 m} - AL_c, \tag{53}$$

где $Q'$ берется по формуле (39); $Q_m$ — по формуле (35).

$$L_c = \frac{k}{k-1}(p_c v_0 - p_1 v_0) - v_0(p_c - p_1). \tag{54}$$

$Q'_{em}$ будет отличаться, так как начальное теплосодержание надо относить к точке $H_0$ (фиг. 21), а не к $H$.

$$Q'_{em} = I_{1m} - I_{H_0} = I_{1m} - A\frac{k}{k-1} p_1 v_c \frac{V}{v_0} = A\frac{k}{k-1} p_1 V\left[\frac{k}{m}\left(\frac{v_1}{v_0} - 1\right) + 1 - \frac{v_c}{v_0}\right]. \tag{55}$$

Во всех формулах $v_c$ — удельный объем в точке $H_0$.

Подстановка всех значений в формулу (53) дает тождество, что легко проверить.

**д) Влияние подогрева смеси на $L_{v_1 k}$.** Одним из способов использования теплоты уходящих газов является введение регенерации, т. е. подогрева свежей смеси или только воздуха отходящими газами (см. схему турбины $p = \text{const}$, фиг. 1).

Рассмотрим процесс сгорания с $\alpha = \text{const}$, но с различными начальными температурами $T_a$ в турбине с предварительным сжатием. Раз избыток воздуха не меняется ($\alpha = \text{const}$), то, следовательно, и количество тепла на 1 *кг* продуктов сгорания $Q' = \text{const}$ [формула (38)], так как

$$Q' = \frac{H_u}{1 + \alpha L_0} \text{ кал/кг},$$

где $H_u$ — низшая теплотворная способность 1 *кг* топлива в *кал/кг*; $L_0$ — теоретически необходимое количество воздуха в *кг/кг топлива*. Преобразуем формулу (38):

$$Q' = \frac{A}{k-1} v_0(p_0 - p_c) = \frac{A}{k-1}\frac{RT_a}{p_c}(p_0 - p_c)$$

$$\text{при } v_0 = \frac{RT_a}{p_c},$$

откуда

$$p_0 = p_c\left[1 + \frac{k-1}{AR}\frac{Q'}{T_a}\right] = p_c\left(1 + \frac{b}{T_a}\right) \quad \text{при } b = \frac{k-1}{AR}\cdot Q' = \frac{Q'}{c_v}$$

Вставляем $v_0$ и $p_0$ в выражение для $L_{v_1 k}$ [формулу (27)].

$$L_{v_1 k} = \frac{k}{k-1} RT_a\left(1 + \frac{b}{T_a}\right) - \frac{k}{k-1} p_1 v_1 - RT_a\left(1 + \frac{b}{T_a}\right) + p_1\frac{RT_a}{p_c},$$

заменяем $v_1$ из уравнения адиабаты:

$$v_1 = v_0\left(\frac{p_0}{p_1}\right)^{\frac{1}{k}} = \frac{RT_a}{p_c}\left(\frac{p_c}{p_1}\right)^{\frac{1}{k}}\left(1 + \frac{b}{T_a}\right)^{\frac{1}{k}}, \tag{56}$$

получим

$$L_{v_1 k} = \frac{1}{k-1} RT_a\left(1 + \frac{b}{T_a}\right) - \frac{k}{k-1}\left(\frac{p_1}{p_c}\right)^{\frac{k-1}{k}} RT_a\left(1 + \frac{b}{T_a}\right)^{\frac{1}{k}} +$$

$$+ p_1\frac{RT_a}{p_c} = \left(\frac{1}{k-1} - \frac{p_1}{p_c}\right) RT_a + \frac{Q'}{A} - \frac{k}{k-1}\left(\frac{p_1}{p_c}\right)^{\frac{k-1}{k}} RT_a\left(1 + \frac{b}{T_a}\right)^{\frac{1}{k}}.$$

Для удобства вводим обозначения постоянных выражений:

$$\left(\frac{1}{k-1} + \frac{p_1}{p_c}\right) R = \beta; \quad \frac{k}{k-1}\left(\frac{p_1}{p_c}\right)^{\frac{k-1}{k}} \cdot R = \gamma,$$

окончательно имеем

$$L_{v_1 k} = \frac{Q'}{A} - \left[\frac{\gamma}{\beta}\left(1 + \frac{b}{T_a}\right)^{\frac{1}{k}} - 1\right]\beta T_a = F(T_a). \tag{57}$$

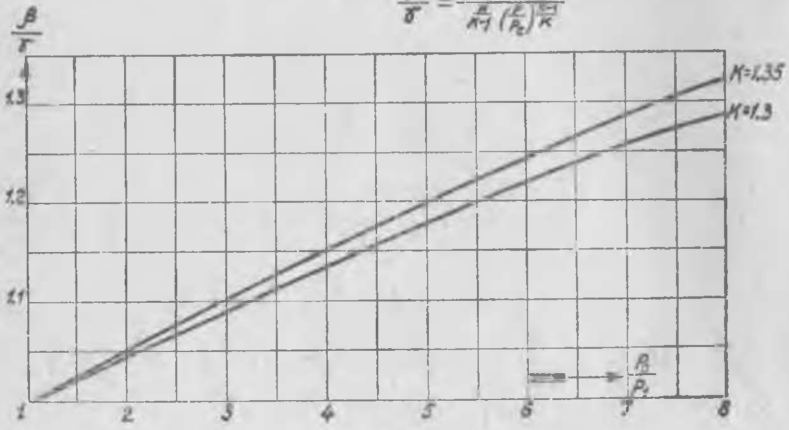
Для турбины без сжатия $p_1 = p_c$

$$\beta = \frac{k}{k-1} R = \gamma;$$

при $p_c > p_1 \quad \beta > \gamma$.

Для оценки характера изменения $F(T_a)$ возьмем производную

$$\frac{dL_{e_1 k}}{dT_a} = \beta - \gamma\left(1 + \frac{b}{T_a}\right)^{\frac{1}{k}} \left[1 - \frac{1}{k\left(1 + \frac{T_a}{b}\right)}\right] = \beta - \gamma B,$$




Фиг. 22.

где через $B$ обозначен сомножитель при $\gamma$, т. е.

$$B = \left(1 + \frac{b}{T_a}\right)^{\frac{1}{k}} \left[1 - \frac{1}{k\left(1 + \frac{T_a}{b}\right)}\right].$$

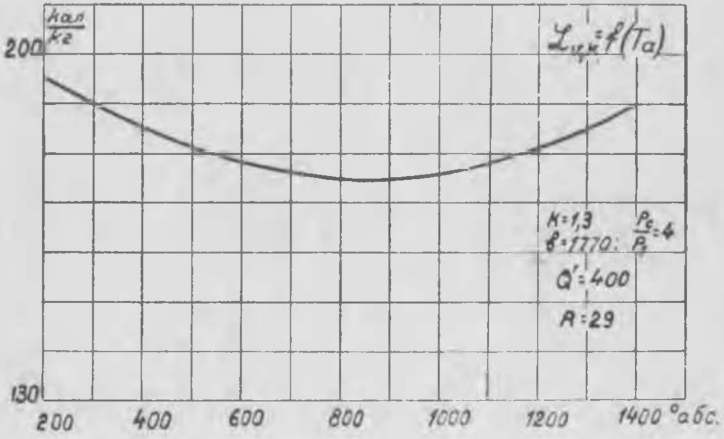
При $T_a = 0 \quad B = \infty$; при $T_a = \infty \quad B = 1$, для всех значений $T_a$, следовательно, имеем $B > 1$. Для турбин без предварительного сжатия $\gamma = \beta$ получаем, что производная $\frac{dL_{e_1 k}}{dT_a} < 0$ для всех значений $T_a$ ($T_a = 0$ и $T_a = \infty$, естественно, в рассмотрение входить не могут), т. е. мы получаем очень интересное явление: для турбины с постоянным объемом сгорания без предварительного сжатия подогрев смеси уменьшает располагаемую работу, а следовательно, и понижает термический к. п. д., если не учитывать использование теплоты отходящих газов.

Для турбины с предварительным сжатием $\beta > \gamma$, а следовательно, производная $\frac{dL_{e_1 k}}{dT_a}$ обращается в нуль при некотором,

конечно, значении $T_a$, т. е. $L_{v_1k}$ имеет минимум для определенной $T_a$.

Протекание кривой, выражающей функцию $F(T_a)$, вообще довольно пологое и изменение $L_{v_1k}$ от $T_a$ слабо выражено, но тем не менее наш вывод не теряет своей правильности и подогрев смеси для турбин, работающих при $v = \text{const}$, уменьшает $L_{v_1k}$.

На фиг. 22 дано изменение отношения $\frac{\beta}{\gamma}$ в зависимости и от $\frac{p_c}{p_1}$ для разных $k$; на фиг. 23 дано изменение $AL_{v_1k}$ в функции от $T_a$ для $b = 1770$; $Q' = 400$; $k = 1{,}3$; $R = 29$; $\frac{p_c}{p_1} = 4$. Как видим, течение




Фиг. 23.

кривой очень пологое $(L_{v_1k})_{\min} = 174$ *кал/кг* и соответствует $T_a \approx 800$—$-900°$ абс.; при $T_a = 300°$ абс. $L_{v_1k} = 190$ *кал/кг*, т. е. на $9\%$ больше минимального значения.

Увеличение избытка воздуха ($\alpha$) вызовет уменьшение $Q'$ и, следовательно, $b = \frac{Q'}{c_v}$ и экстремального значения $T_a$. Действительно, $B$ является функцией отношения $\frac{b}{T_a}$, но не зависит от абсолютных значений $b$ и $T_a$ в отдельности, а поэтому $B$ будет иметь одно и то же значение при $\frac{b}{T_a} = \text{const}$. Если $Q' = 200$; $b = 885 = \frac{1770}{2}$, то $(T_a)_{экстр} = 400 - 450°$ абс.

Найдем зависимость теплосодержания уходящих газов от $T_a$, для этого вставим значение $v_1$ из формулы (56) в формулу (44), получим ($V = v_0$)

$$I_1 = A\frac{k}{k-1}RT_a\left(\frac{p_1}{p_c}\right)^{\frac{k-1}{k}}\left(1+\frac{b}{T_a}\right)^{\frac{1}{k}} = A\gamma T_a\left(1+\frac{b}{T_a}\right)^{\frac{1}{k}}. \qquad (58)$$

$I_1$ возрастает с увеличением $T_a$, причем изменение ее более отчетливое, чем изменение $L_{v_1 k}$; возьмем отношение $I_1$ для вышевзятых пределов $T_a$ от 250 до 700° абс., имеем

$$\frac{700\left(1+\frac{1\,770}{700}\right)^{\frac{1}{1,3}}}{250\left(1+\frac{1\,770}{250}\right)^{\frac{1}{1,3}}}=\frac{700\cdot 2,64}{250\cdot 5}=1,48,$$

т. е. $I_1$ увеличилось на 48%; для другого случая с большим $\alpha$ имеем

$$\frac{700\left(1+\frac{885}{700}\right)^{\frac{1}{1,3}}}{250\left(1+\frac{885}{250}\right)^{\frac{1}{1,3}}}=\frac{700\cdot 1,88}{250\cdot 3,2}=1,64;$$

таким образом изменение $\alpha$ влияет довольно сильно. Располагаемое тепло в случае подогрева смеси выразится следующим образом (для турбины без сжатия):

$$Q_e=I_1-I_{H_0}-(I_R-I_{H_0})=I_1-I_R,$$

где $I_R$ — теплосодержание после регенератора, т. е. теплосодержание подогретой смеси, так как подогрев совершается за счет теплоты уходящих газов, $I_{H_0}$ — начальное теплосодержание.

$$I_R=A\frac{k}{k-1}p_c v_0=A\frac{k}{k-1}RT_a, \tag{59}$$

откуда получаем $Q_e$, беря $I_1$ из формулы (58) при ($p_1=p_c$):

$$Q_e=A\frac{k}{k-1}RT_a\left[\left(1+\frac{b}{T_a}\right)^{\frac{1}{k}}-1\right]. \tag{60}$$

Преобразуем формулу (60), введя вместо $AR\frac{1}{k-1}=\frac{Q'}{b}$, получим (только для случая $p_1=p_c$)

$$Q_e=Q'k\frac{T_a}{b}\left[\left(1+\frac{b}{T_a}\right)^{\frac{1}{k}}-1\right], \tag{61}$$

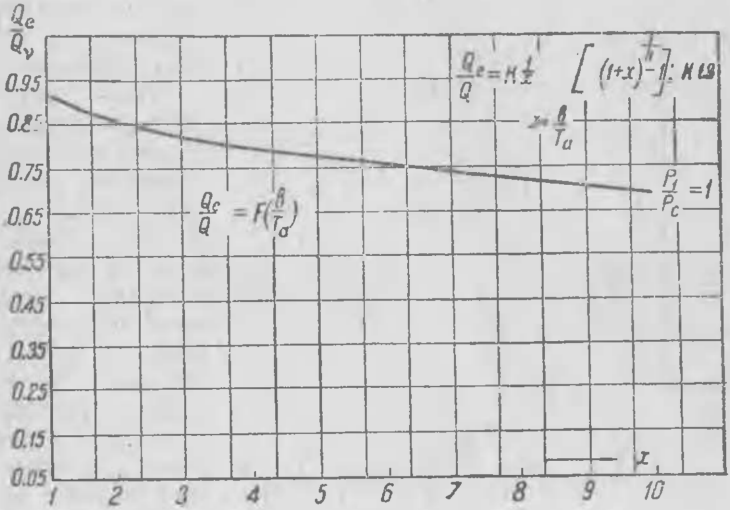
т. е. $Q_e$ не зависит от абсолютных значений $b$ и $T_a$, а лишь от их отношения. На фиг. 24 дана кривая отношений $\frac{Q_e}{Q'}$ в зависимости от $\frac{b}{T_a}$.

Из кривой ясно видно уменьшение $\frac{Q_e}{Q'}$ с увеличением $\frac{b}{T_a}$, т. е. с уменьшением $T_a$.

Соединяя формулы (57) и (61), получим

$$AL_{v,k} + Q_e = Q',$$

следовательно, на фиг. 24 можно читать и значения $\frac{AL_{v,k}}{Q'}$; так, для $\frac{b}{T_a} = 6$ $\frac{Q_e}{Q'} = 0{,}76$, следовательно, $\frac{AL_{v,k}}{Q'} = 1 - 0{,}76 = 0{,}24$ и т. д.




Фиг. 24.

Определение $Q_e$ в турбине с предварительным сжатием значительно сложней, чем для случая $p_1 = p_c$, кроме того, основным является, конечно, зависимость $L_{v,k}$ от $T_a$, даваемая формулой (57), поэтому на определении $Q_e$ мы не останавливаемся.

## Смешанные циклы

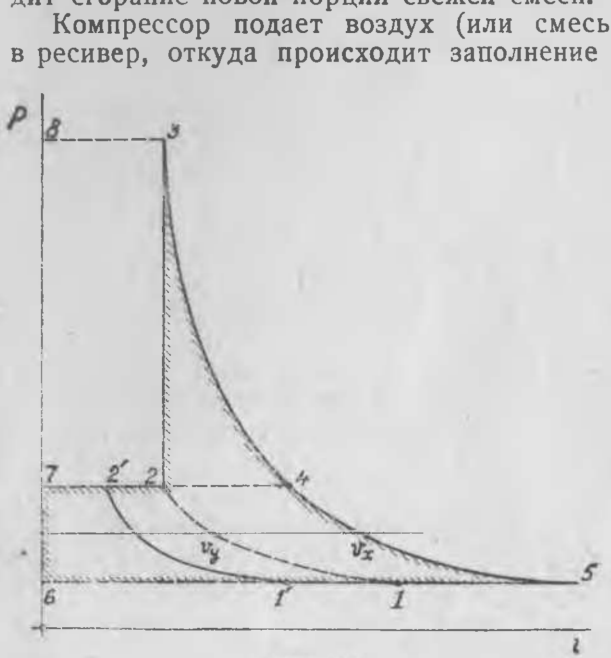
Турбина Хольцварт-Шюле работает по смешанному циклу, т. е. энергия топлива используется двояко: по принципу постоянного объема в части высокого давления и по принципу постоянного давления в корпусе низкого давления. Таким образом газ проделывает смешанный цикл. К этому же циклу относится и цикл, разбираемый проф. Стодола в его книге, который он называет циклом с постоянным объемом, но в отличие от цикла Хольцварта (по термодинамической сущности цикл Гемфри и Хольцварта одно и то же) цикл Стодола мы отнесем к смешанным.

Рассмотрим цикл Стодола в $pv$-координатах (фиг. 25): $1'2'$ — сжатие в компрессоре; $2'2$ — нагрев смеси; $2$, $3$ — сгорание в закрытой камере при постоянном объеме; когда давление достигнет величины $p_3$, открывается сопловой клапан, и газы начинают вытекать

через сопловой аппарат; давление в камере сгорания падает по кривой *3-4*.

Когда давление упадет до величины $p_4 = p_2$, то свежая смесь или воздух начинают поступать в камеру и при постоянном давлении выталкивают оставшиеся продукты сгорания, которые в сопле расширяются по кривой *4-5*. Когда свежая смесь займет весь объем камеры сгорания, сопловой клапан закрывается и происходит сгорание новой порции свежей смеси.

Компрессор подает воздух (или смесь для газового топлива) в ресивер, откуда происходит заполнение камер сгорания. В цикле, изображенном на фиг. 25, не учитываются химические изменения при сгорании.




Фиг. 25.

Для определения располагаемой работы будем рассуждать так: в камере имеется 1 *кг* газа (точка *3*). Открывается сопловой клапан, газы начинают вытекать, давление в камере падает. Этот период работы полностью соответствует работе турбины с постоянным объемом сгорания, причем давление падает не до конечного $p_1$, а до некоторого промежуточного $p_4$. Работа, которую мы получим от 1 *кг* газа при расширении от $p_3$ до $p_4$ согласно формулам (27) и (28), выразится площ. *1-2-3-4-5*, или, обозначив эту работу через $(L_{vp})_1$ получим

$$(L_{vp})_1 = \text{площ. } 1\text{-}2\text{-}3\text{-}4\text{-}5. \qquad (62)$$

Двойной значок (*vp*) у буквы *L* указывает на то, что работа относится к смешанному циклу, значок 1 за скобкой — на то, что имеется лишь первая часть работы.

Начиная с некоторого момента, которому на диаграмме соответствует точка *4*, давление в камере уже не меняется, и оставшиеся газы вытекают через сопла при постоянном давлении в камере, т. е. этот период работы полностью соответствует работе турбины с постоянным давлением сгорания. На каждый килограмм вытекающих газов в этом случае получаем работу [формула (25)], численно равную площ. *7-4-5-6*, но в нашем случае в камере при давлении $p_4$ остается $G_4$ килограммов газов, а следовательно, вторая часть работы $(L_{vp})_2$ будет выражаться так:

$$(L_{vp})_2 = \text{площ. } 7\text{-}4\text{-}5\text{-}6 \; G_4.$$

Так как мы предположили, что в начальный момент (точка *3*) в камере (объем ее $V$ куб. метров) было 1 *кг* газов, в момент, соответствующий точке *4*, в камере остается $\left(\frac{v_3}{v_4}\right)$ килограммов $= G_4$

$$\left(G_3 = 1 = \frac{v}{v_3}; \qquad G_4 = \frac{v}{v_4} = \frac{v_3}{v_4}\right).$$

Для $(L_{ep})_2$ получим

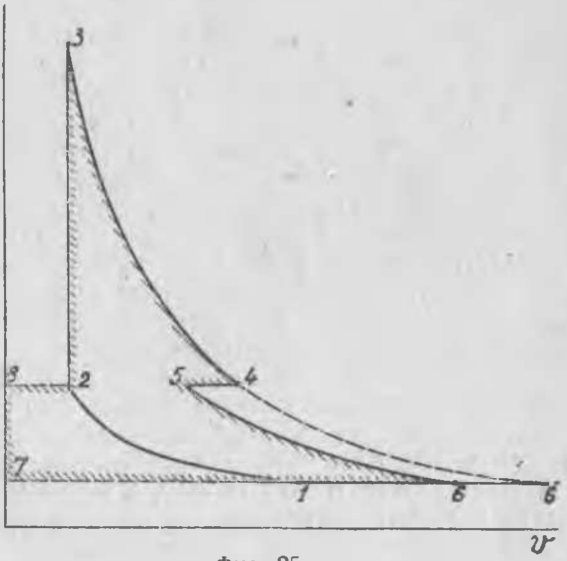
$$(L_{ep})_2 = \text{площ. } 7\text{-}4\text{-}5\text{-}6\,\frac{v_3}{v_4}. \tag{63}$$

Предполагая далее, что кривые *4-5* и *1-2* — адиабаты, можно показать, что их абсциссы находятся в постоянном соотношении. Действительно, для произвольного давления $p$ (фиг. 25) имеем удельный объем $v_x$ для адиабаты *4-5* и $v_y$ для *1-2*; имеем равенства

$$p_4 v_2^k = p_4 v_3^k = p v_y^k —$$

для адиабаты *1-2*;

$$p_4 v_4^k = p v_x^k —$$ для адиабаты *4-5*.



Фиг. 25.

Деля почленно эти равенства, получим

$$\frac{v_y}{v_x} = \frac{v_3}{v_4} = \text{const}.$$

Следовательно, и площади, образованные этими адиабатами с осью ординат, находятся в том же отношении, т. е.

$$\frac{\text{площ. } 7\text{-}2\text{-}1\text{-}6}{\text{площ. } 7\text{-}4\text{-}5\text{-}6} = \frac{v_3}{v_4}. \tag{64}$$

Соединяя равенства (63) и (64), получим

$$(L_{ep})_2 = \text{площ. } 7\text{-}2\text{-}1\text{-}6.$$

Вся располагаемая работа $L_{ep}$ смешанного цикла представится суммой

$$L_{ep} = (L_{ep})_1 + (L_{ep})_2 = \text{площ. } 7\text{-}2\text{-}3\text{-}4\text{-}5\text{-}6. \tag{65}$$

Эта площадь на фиг. 25 заштрихована по контуру. Эта же площадь

может быть представлена как разность площадей: $L_{ср}$=площ. *8-3-5-6* — — площ. *8-3-2-7*. Выражая величины этих площадей в параметрах газа, получим

$$L_{ср} = \frac{k}{k-1} p_0 v_0 \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right] - v_0 (p_0 - p_c), \qquad (66)$$

где $p_0$, $v_0$ — параметры точки *3*; $p_c = p_4$. Или, иначе,

$$L_{ср} = RT_0 \left\{\frac{k}{k-1}\left[1 - \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right] - \left(1 - \frac{p_c}{p_0}\right)\right\}. \qquad (67)$$

На фиг. 26 представлен процесс турбины Хольцварт-Шюле в $pv$-диаграмме. *1-2* — сжатие, *2-3* — сгорание при постоянном объеме, *3-4* — расширение в камере сгорания и соплах первого колеса (ср. фиг. 8 и схему фиг. 7), *4-5* — охлаждение в перегревателе для пара и *5-6* — расширение во второй турбине.

В этой схеме первая турбина работает как турбина постоянного объема без предварительного сжатия (давление сжатия $p_2$ равно давлению конца расширения $p_4$), и следовательно, располагаемая работа 1 *кг* газа будет выражаться площ. *2-3-4* [формула (28)]; далее, весь газ в количестве 1 *кг* поступает в корпус первого колеса, проходит пароперегреватель (участок *4-5* фиг. 26) и работает во второй турбине, причем давление перед второй турбиной (а следовательно, и в корпусе первого колеса) поддерживается постоянной работой компрессора.

Протекающий килограмм газа, расширяясь по адиабате *5-6*, совершит работу, равную площ. *5-6-7-8*, и полная работа этого цикла выразится площ. *8-2-3-4-5-6-7*, заштрихованной по контуру.

В случае отсутствия пароперегревателя расширение во второй турбине пойдет по линии *4-6'*, и располагаемая работа будет совпадать с работой по циклу Стодола [формула (65)]. Таким образом в этом случае оба цикла термодинамически эквивалентны.

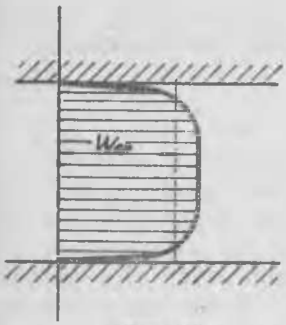
С точки зрения гидравлического эффекта схема Хольцварт-Шюле более выгодна, чем схема Стодола. Максимальная скорость в турбине Стодола соответствует перепаду от точки *3* до точки *5* (фиг. 25), в турбине Шюле — от точки *3* до точки *4* (фиг. 26). Численно будем иметь для первой схемы $\frac{p_3}{p_5} \approx 30$, для второй — $\frac{p_3}{p_4} \approx 5$; скорости газа максимальные: для первой 1 300 — 1 400 *м/сек*, для второй 900 — 1 000 *м/сек*. Это обстоятельство говорит в пользу схемы Хольцварт-Шюле.

Но нужно заметить, что ничего неожиданного в этом нет. По существу турбина Шюле является турбиной с двумя ступенями давлений и должна была бы сравниваться с такой же, тогда как по схеме Стодола имеется одна ступень давления с вытекающими отсюда неприятностями в виде больших скоростей.

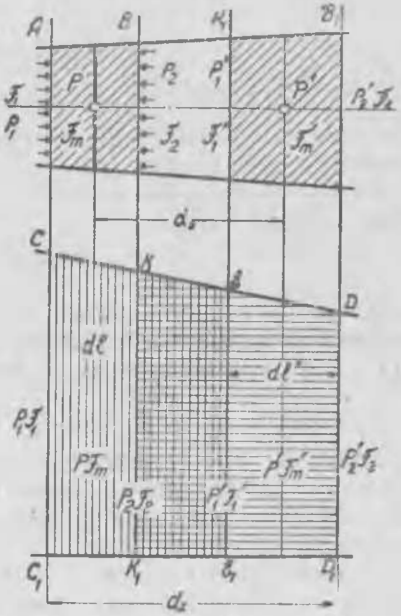
# ТЕОРИЯ ИСТЕЧЕНИЯ

Теория истечения базируется на допущении равномерного распределения скоростей по сечению, а отсюда как следствие — соблюдение плоского сечения при движении. Это допущение подтверждается непосредственными замерами по сечению канала. Распределение скорости по сечению канала протекает примерно по кривой, указанной на фиг. 27.

Кривая имеет очень пологий максимум и быстро падает к стенкам. Вполне допустимо осреднить поток, т. е. действительное распределение скоростей заменить фиктивным по пунктирной прямой. Теория истечения базируется на предположении равенства скоростей по сечению, причем выводы, получаемые при этом, очень хорошо оправдываются на практике. Отклонение действительной скорости от теоретической для хорошо выполненных сопел составляет 2 — 3%. Исходя из этого, выведем основное уравнение истечения.




Фиг. 27.




Фиг. 28.

Рассмотрим массу газа, заключенную в канале между двумя сечениями $A$ и $B$ (фиг. 28) и передвигающуюся в новое положение $A_1B_1$. Внизу показана диаграмма изменения абсолютного давления на площадь поперечного сечения потока. Ординаты этого графика дают произведение $pf$. Линия $CD$ дает изменение абсолютного давления на данную площадь сечения и будет прямолинейна, так как все рассматриваемые интервалы представляют собой бесконечно малые участки. Для перемещения массы газа из положения $AB$ в положение $A_1B_1$ применим также закон сохранения энергии, который применяли раньше, а именно: затраченная работа и теплота идут на повышение внутренней и внешней энергии данной массы газа. Подсчитаем работу, затраченную на перемещение газа

из положения $AB$ в положение $A_1B_1$. Положительная работа, которую газ будет получать при движении слева направо, выразится площ. $EE_1C_1C$, заштрихованной вертикально.

Отрицательная работа изобразится площ. $DD_1KK_1$, заштрихованной горизонтально. Разность этих площадей даст работу, затраченную для перемещения этой массы газа, которую обозначим через $dO$:

$$dO = CEE_1C_1 - KDD_1K_1 = CKK_1C_1 - EDD_1E_1.$$

Обозначим среднее давление газа в первый момент через $p$ и во второй — через $p'$; расстояние между сечениями $A$ и $B$ — через $dl$, а между $A_1$ и $B_1$ — через $dl'$, тогда имеем

$$CKK_1C_1 = F_m p dl,$$

$$EDD_1E_1 = F'_m p' dl',$$

$$dO = F_m p dl - F'_m p' dl' = pV - p'V' = -d(pV).$$

Произведение $F_m dl = V$ представляет собой полный объем рассматриваемой массы газа ($AB$) в первый момент, а произведение $F'_m dl' = V'$ — объем всей массы газа во второй момент ($A_1B_1$).

Далее, можем написать

$$d(pV) = p'V' - pV.$$

Диференциал есть предельное значение приращения функции, а приращение функции есть изменение между последующим и предыдущим значениями ее. Следовательно,

$$dO = -d(pV).$$

Таким образом мы определили работу внешних сил. При этом перемещении работа нормальных сил будет равна нулю, так как нормальные силы перпендикулярны к перемещению. Далее, нужно учесть работу трения по стенкам и работу так называемых массовых сил, если канал находится в каком-либо поле сил (например, сила тяжести, центробежные силы и т. п.). Прибавляем количество тепла, которое мы подвели в этом процессе. Алгебраическая сумма затраченной работы и теплоты выразится так (отнесенная к одному *кг*):

$$-d(pv) - dA_r + dQ + dB,$$

где $v$ — удельный объем $м^3/кг = \dfrac{V}{G_{AB}}$.

Согласно закону сохранения энергии

$$dU + dK = -d(pv) - dA_r + dQ + dB, \qquad (68)$$

где $dU$ — приращение внутренней энергии массы в один *кг* на пути $ds$; $dK$ — приращение ее скоростной (внешней) энергии; $dB$ — работа массовых сил (тяжести, центробежной силы); $dA_r$ — работа сил трения.

Рассмотрим теперь механизм трения. Работа трения газа о стенки ни в какую другую механическую работу не переходит; она превращается в теплоту, которая целиком сообщается газу, если нет

отвода тепла наружу, т. е. если имеются изолированные стенки. Количество тепла, которое будет сообщено газу, в этом случае будет эквивалентно работе $dA_r$. Но в общем случае существует некоторый подвод или отвод тепла, поэтому количество тепла

$$dQ = dQ_a + dQ_r, \tag{69}$$

где $Q_a$ — наружное тепло; $Q_r$ — тепло, эквивалентное работе трения. В изолированном канале $dQ_r$ будет эквивалентно $dQ$.

Другое уравнение получим, исходя из известной теоремы механики о движении центра тяжести: повышение кинетической энергии тела (живой силы) равняется работе всех приложенных к нему сил, перенесенных параллельно самим себе в центр тяжести тела. На массу газа $AB$ действует с одной стороны давление $p_1$, с другой стороны — давление $p_2$. Давление, действующее со стороны стенки, тоже надо перенести в центр тяжести, так как в данном случае по отношению к направлению перемещения центра тяжести это давление не будет перпендикулярной силой. В сечении $A$ (фиг. 28) действует сила $p_1F_1$, ее проекция на ось канала равна ей самой, т. е. $p_1F_1$. В сечении $B$ действует сила $p_2F_2$, ее проекция на ось канала $-p_2F_2$ (положительное направление принято направо). Наконец, на боковую поверхность от стенок канала действует сила, равная произведению среднего давления газа $\left(\frac{p_1+p_2}{2}\right)$ на площадь боковой поверхности, которую обозначим через $F_0$. Эта сила, равная $F_0 \cdot \frac{p_1+p_2}{2}$, направлена перпендикулярно стенкам канала внутрь; проекция этой силы на ось канала равна

$$(F_2 - F_1)\left(\frac{p_1+p_2}{2}\right),$$

так как проекция поверхности $F_0$ на плоскость, перпендикулярную к оси канала, равна $(F_2 - F_1)$.

Сумма всех проекций сил на горизонтальную ось представляется формулой

$$p_1F_1 - p_2F_2 + (F_2 - F_1)\frac{p_1+p_2}{2}.$$

Производим преобразование, получаем

$$p_1F_1 - p_2F_2 + \frac{p_1F_2}{2} - \frac{p_1F_1}{2} + \frac{p_2F_2}{2} - \frac{p_2F_1}{2} = \frac{p_1F_1}{2} - \frac{p_2F_2}{2} +$$

$$+ \frac{p_1F_2}{2} - \frac{p_2F_1}{2} = p_1F_m - p_2F_m = (p_1 - p_2)F_m, \tag{70}$$

где $F_m = \frac{F_1+F_2}{2}$ — средняя площадь сечения массы газа $AB$. Произведение суммы проекций всех сил, действующих на центр тяжести массы, на перемещение центра тяжести будет

$$(p_1 - p_2)F_m ds.$$

Круглое сопло, хорошо отшлифованное внутри и правильно рассчитанное, дает коэфициент скорости $\varphi$ порядка 0,98; для прямоугольных сопел этот коэфициент снижается до 0,96 — 0,97.

Союз американских инженеров-механиков поставил опыт сцелью исследования влияния шероховатости на коэфициент скорости. В опытах этих применялось сопло с нарезкой внутри. Это очень „шероховатое" сопло дало коэфициент $\varphi = 0{,}92$, т. е. потеря скорости составляла 8%.

На величину этого коэфициента большое влияние имеет не столько самые шероховатости, сколько правильно рассчитанные проходные сечения сопла. Для сопла с неправильными проходными сечениями мы получим коэфициент $\varphi$, значительно меньший, чем в случае сопла с сильно шероховатыми стенками, но правильно спрофилированного.

Рассмотрим обратимый адиабатический процесс с постоянной теплоемкостью. Возьмем какое-нибудь сечение сопла с площадью $F$. Через эту площадь $F$ пойдет определенный объем газа в секунду. Выразим его произведением $Fc$, где $c$ — скорость газа в данном сечении. Но этот объем мы можем представить как секундный расход в *кг*, умноженный на удельный объем газа в данном месте, т. е.

$$Fc = Gv. \tag{77}$$

Получаем это простое равенство, которое называется уравнением непрерывности или расхода для установившегося процесса. Исходя из этого уравнения, выясним зависимость площади сечения сопла от давления в данном месте. Определив непосредственно из уравнения (77) площадь, получаем

$$F = \frac{G}{\frac{c}{v}}.$$

Скорость $c$ будет величиной переменной, зависящей от перепада давления, и определяется она из формулы (76) с подстановкой $c$ и $p$ вместо $c_1'$ и $p_1$.

Найденную скорость $c$ подставим в уравнение (77), что даст

$$F = \frac{G}{\frac{c}{v}} = \frac{G}{\sqrt{2g\,\frac{k}{k-1}\,\frac{p_0 v_0}{v^2}\left[1 - \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right] + \frac{c_0^2}{v^2}}}.$$

Определяем $v^2$ из уравнения адиабаты обратимого процесса:

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

Это значение подставим в наше выражение для площади и получим

$$F=\frac{G}{\sqrt{2g\frac{k}{k-1}\frac{p_0}{v_0}\left[\left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{2}{k}}-\left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{k+1}{k}}\right]+\left(\frac{c_0}{v_0}\right)^2\left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{2}{k}}}}. \quad (78)$$

Делаем преобразование, полагая, что

$$2g\frac{k}{k-1}\frac{p_0}{v_0}=a$$

и

$$\left(\frac{c_0}{v_0}\right)^2\left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{2}{k}}=b\left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{2}{k}},$$

следовательно,

$$F=\frac{G}{\sqrt{a\left[\left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{2}{k}}-\left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{k+1}{k}}\right]+b\left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{2}{k}}}}. \quad (79)$$

Мы получим ту формулу, которую искали, т. е. зависимость площади сечения сопла $F$ от давления в данном месте. В частности, например, при $p=p_0$, т. е. в начале сопла,

$$F=F_0=\frac{Gv_0}{c_0}.$$

Выражение под радикалом в знаменателе не является постоянным и изменяется в зависимости от величины отношения $\frac{p}{p_0}$, но оно меняется таким образом, что имеет максимальное значение для некоторого $\left(\frac{p}{p_0}\right)$.

Найдем отношение $\left(\frac{p}{p_0}\right)$, при котором знаменатель будет иметь максимальное значение. В дальнейшем при анализе для отыскания этого экстремального значения $\frac{p}{p_0}$ назовем его через $x$, т. е. $\frac{p}{p_0}=x$.

Получим выражение под радикалом

$$y=a\left[x^{\frac{2}{k}}-x^{\frac{k+1}{k}}\right]+bx^{\frac{2}{k}}.$$

Дифференцируем это выражение по $x$ и приравниваем нулю, чтобы найти экстремальное значение. Прежде чем дифференцировать, сделаем некоторую перегруппировку:

$$\frac{dy}{dx}=\frac{d}{dx}\left[a\left(x^{\frac{2}{k}}-x^{\frac{k+1}{k}}\right)+bx^{\frac{2}{k}}\right]=\frac{d}{dx}\left[(a+b)x^{\frac{2}{k}}-ax^{\frac{k+1}{k}}\right]=$$

$$=\frac{2}{k}(a+b)x^{\frac{2-k}{k}}+\frac{k+1}{k}ax^{\frac{1}{k}}=\frac{x^{\frac{1}{k}}}{k}\left[2(a+b)x^{\frac{1-k}{k}}-a(k+1)\right].$$

Приравниваем квадратные скобки нулю и отсюда определяем $x$:

$$x=\left[\frac{a(k+1)}{2(a+b)}\right]^{\frac{k}{1-k}}=\left[\frac{2(a+b)}{a(k+1)}\right]^{\frac{k}{k-1}}=x_m. \qquad (80)$$

$x_m$ это экстремальное значение нашего отношения давлений, т. е. при $\frac{p}{p_0}=x_m$ получается минимальная площадь сечения сопла. Если построить по отношению давлений диаграмму площадей, то кривая получит такой вид, как на фиг. 29.

Из этой фигуры следует, что для больших перепадов давления $\left(\frac{p}{p_0}<x_m\right)$ сопло должно иметь перехват, т. е. по мере падения давления $p$ площадь должна вначале уменьшаться, при некотором давлении $p_m=x_m p_0$ площадь должна быть минимальной, а при дальнейшем уменьшении $p<p_m$ площадь снова должна увеличиваться. Скорость же $c$ будет непрерывно возрастать и при $p\approx 0$ достигнет максимально возможной величины

$$c_{\max}=\sqrt{2g\frac{k}{k-1}p_0v_0}=\sqrt{2g\frac{k}{k-1}RT_0}, \qquad (81)$$

что получаем из формулы (76) при $p=0$.

При малых перепадах $\left(\frac{p}{p_0}\geq x_m\right)$ сопло должно выполняться как обычный насадок с постепенным сужением. Мы исходили из формулы для обратимого адиабатического расширения, формула же для политропического расширения (течение с трением) будет другая. Если мы хотим иметь в сопле по возможности адиабатический процесс расширения, мы должны делать сопло соответствующей формы.

С точки зрения гидравлики несжимаемой жидкости фиг. 29 несколько странна: при уменьшении площади прохода от $F_0$ до $F_m$ скорость $c$ возрастает, что согласуется с гидравликой, но дальше площадь начинает увеличиваться, а скорость продолжает возрастать, а не уменьшаться, как это требуется гидравликой несжимаемой жидкости. Явление это объясняется тем, что удельный объем $v$ (см. кривую $v$ на фиг. 29) стремится к бесконечности при стремлении $p$ к нулю, а скорость $c$ стремится к некоторой конечной величине [формула (76)]. Следовательно, с некоторого момента при

достижении соответствующего давления удельный объем начинает возрастать сильней, чем скорость $c$, а следовательно, площадь должна увеличиться [формула (77)], чтобы пропустить определенный расход газа $G$.

Этот переломный момент, когда относительное изменение скорости равно относительному изменению объема, должен характеризоваться равенством

$$\frac{dv}{v} = \frac{dc}{c} = \frac{cdc}{c^2}. \quad (82)$$

Присоединяя к этому равенству формулу (71), написанную для обратимого адиабатического процесса при $dB = 0$, имеем

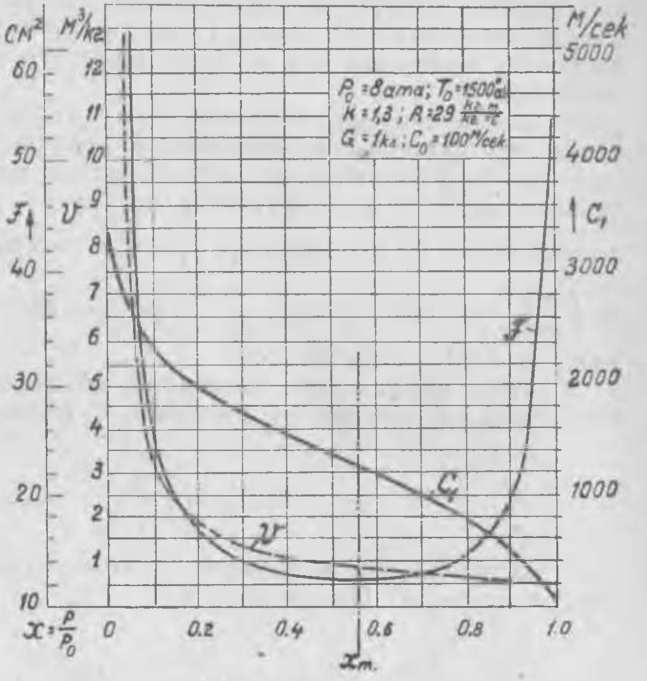
$$\frac{cdc}{g} = -vdp$$

(формула Сан-Венана и Вантцеля, 1839 г.).

Исключая из обоих равенств $cdc$, получим

$$\frac{dv}{v} = -\frac{gvdp}{c^2},$$

откуда находим значение скорости $c$, при котором будем иметь равенство относительных скоростей изменения $c$ и $v$:




Фиг. 29.

$$c = \sqrt{-gv^2\frac{dp}{dv}} = \sqrt{\frac{dp}{d\left(\frac{1}{gv}\right)}} = \sqrt{\frac{dp}{d\rho}}, \quad (83)$$

где $\frac{1}{gv} = \frac{\gamma}{g} = \rho$ — плотность газа; $\sqrt{\frac{dp}{d\rho}}$, как известно, есть скорость звука в данной среде. Итак, имеем, что при скорости газов, равной скорости звука, удельный объем начинает расти быстрей, чем скорость потока.

Диференцируя формулу (77), получим

$$\frac{dv}{v} = \frac{dc}{c} + \frac{dF}{F}, \quad (84)$$

что в соединении с формулой (82) дает $dF = 0$, т. е. в этом переходном месте площадь должна быть или минимальна или макси-

мальна. А так как формула (78) может дать лишь минимум, то, следовательно, $F = F_{min}$, и мы получаем, что, начиная с минимальной площади сечения сопла, удельный объем $v$ начинает изменяться быстрей, чем скорость $c$.

Таким образом при экстремальном отношении давлений $\frac{p}{p_0} = x_m$ имеем минимальную площадь сечения сопла; скорость газа в этом случае равна скорости звука, и существует равенство относительных скоростей изменения $c$ и $v$, причем все это верно для обратимого процесса.

Характер протекания кривой $F = f(p)$ (фиг. 29) зависит от значения $x_m$, само же экстремальное отношение давлений зависит от $a$, $b$ и $k$. В большинстве случаев можно величиной $b$ пренебречь сравнительно с $a$. Действительно, пусть $p_0 = 10$ *ата*; $k = 1{,}3$; $c_0 = 50$ *м/сек*; $T_0 = 1\,600°$ абс.; $v_0 = \frac{RT_0}{p_0} = 0{,}465$ *м³/кг*. Тогда $b = \left(\frac{c_0}{v_0}\right)^2 = 11\,600$ и $a = 2g \frac{k}{k-1} p_0/v_0 = 183 \cdot 10^5$. Таким образом разница очень значительная.

В случае, когда можно пренебречь величиной $b$ сравнительно с $a$, экстремальное отношение давлений $x_m$ формулы (80) получит вид:

$$x_m = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}}, \tag{85}$$

т. е. экстремальное отношение в этом случае зависит лишь от природы газа ($k$). Ввиду того что

$$k = \frac{c_p}{c_v} = \frac{c_p}{c_p - AR} = \frac{1}{1 - \frac{AR\mu}{c_p\mu}} = \frac{1}{1 - \frac{1{,}985}{\mu c_p}},$$

можно сказать, что максимальное $k$ будет для одноатомных газов, так как они имеют наименьшую молекулярную теплоемкость ($\mu c_p$). Для одноатомных газов $k = 1{,}7$, следовательно, для них

$$(x_m)_{одноат} = \left(\frac{2}{2{,}7}\right)^{\frac{1{,}7}{0{,}7}} = 0{,}484.$$

Другой предельный случай мы возьмем для $k \to 1$, в этом случае $x_m$ приобретает неопределенный вид $1^\infty$. Открыть эту неопределенность можно следующим образом: обозначим $k = 1 + \varepsilon$, где $\varepsilon$ стремится к нулю, если $k$ стремится к единице. Получаем

$$x_m = \left(\frac{2}{2+\varepsilon}\right)^{\frac{1+\varepsilon}{\varepsilon}} = \left(1 + \frac{\varepsilon}{2}\right)^{-\frac{1+\varepsilon}{\varepsilon}} =$$

$$= \left[\left(1 + \frac{\varepsilon}{2}\right)^{\frac{2}{\varepsilon}}\right]^{-\frac{1}{2}} \left(1 + \frac{\varepsilon}{2}\right)^{-1} = \left[\left(1 + \frac{\varepsilon}{2}\right)^{\frac{2}{\varepsilon}}\right]^{-\frac{1}{2}} \left(1 + \frac{\varepsilon}{2}\right)^{-1}.$$

Переходя к пределу $\varepsilon \to 0$, получим $x_m = \frac{1}{\sqrt{e}} = 0{,}607$, так как $\lim \left(1 + \frac{\varepsilon}{2}\right)^{\frac{2}{\varepsilon}} = e$ — основание натуральных логарифмов. Из этих подсчетов получаем предельные изменения $x_m$ — от 0,484 до 0,607.

Для определения минимальной площади сечения в формулу (79) вместо $\frac{p}{p_0}$ надо поставить $x_m$:

$$F_m = \frac{G}{\sqrt{a\left\{\left[\frac{2(a+b)}{a(k+1)}\right]^{\frac{2}{k-1}} - \left[\frac{2(a+b)}{a(k+1)}\right]^{\frac{k+1}{k-1}}\right\} + b\left[\frac{2(a+b)}{a(k+1)}\right]^{\frac{2}{k-1}}}}.$$

Преобразуем подкоренное выражение:

$$\left[\frac{2(a+b)}{a(k+1)}\right]^{\frac{2}{k-1}} \cdot a\left[1 - \frac{2(a+b)}{a(k+1)} + \frac{b}{a}\right] =$$

$$= (a+b)\frac{k-1}{k+1}\left[\frac{2(a+b)}{a(k+1)}\right]^{\frac{2}{k-1}} = \frac{a}{2}(k-1)\left[\frac{2(a+b)}{a(k+1)}\right]^{\frac{k+1}{k-1}}.$$

Отсюда получим окончательно

$$F_m = \frac{G}{\sqrt{\frac{a(k-1)}{2}\left[\frac{2(a+b)}{a(k+1)}\right]^{\frac{k+1}{k-1}}}}. \tag{86}$$

Для случая $b = 0$ формула (86) переходит в следующую с заменой $a$ через его выражение, т. е. $a = 2g\frac{k}{k-1}\frac{p_0}{v_0}$,

$$F_m = \frac{G}{\sqrt{gk\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k+1}{k-1}}\sqrt{\frac{p_0}{v_0}}}} = \frac{G}{\lambda \cdot \sqrt{\frac{p_0}{v_0}}}, \tag{87}$$

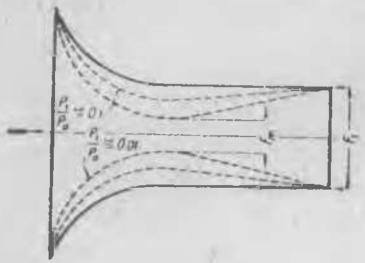
где через $\lambda$ обозначен первый радикал знаменателя. Вводя вместо $v_0$ температуру $T_0$ из характеристического уравнения, формулу (87) перепишем:

$$F_m = \frac{G\sqrt{RT_0}}{\lambda p_0}, \tag{88}$$

по этой формуле или по формуле (87) определяется минимальное сечение, конечно, если сопло таковое должно иметь, что будет при $\frac{p_1}{p_0} < x_m$. Выходная площадь сопла подсчитывается по формуле (78), подставляя вместо $\frac{p}{p_0}$ его конечное значение $\frac{p_1}{p_0}$.

В случае значительной величины коэфициента $b$ $x_m$ надо считать по формуле (80), и в этом случае пределы изменения $x_m$ могут быть больше, чем для формулы (85), т. е. больше, чем от 0,484 до 0,607. Найдем такое значение $c_0$, при котором $x_m = 1$, т. е. в этом случае начало сопла одновременно является и минимальным сечением. При $x_m = 1$ из формулы (80) следует:

$$2(a+b) = a(k+1).$$



Фиг. 30.

Определяем $b$ и подставляем значения $a$ и $b$:

$$b = \frac{a(k-1)}{2} = gk\frac{p_0}{v_0} = \left(\frac{c_0}{v_0}\right)^2,$$

откуда

$$c_0 = \sqrt{gkp_0v_0}. \qquad (89)$$

Полученное значение $c_0$ представляет скорость звука в газовой среде с давлением $p_0$ и объемом $v_0$, что согласуется с формулой (83): действительно

$$\left(\frac{dp}{dv}\right)_{p_0v_0} = -\frac{kp_0}{v_0}$$

(из уравнения адиабаты), а следовательно, и $c_0$ примет вид, определяемый формулой (89).

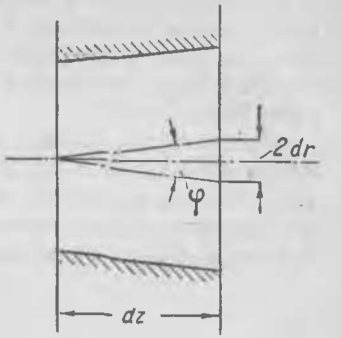
Напишем отношение выходной площади сопла к минимальной площади при условии $b \approx 0$; из формул (78) и (87) получим

$$\frac{F_1}{F_m} = \frac{\sqrt{gk\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k+1}{k-1}}}}{\sqrt{2g\frac{k}{k-1}\left[\left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{k+1}{k}}\right]}} = \sqrt{\frac{(k-1)\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k+1}{k-1}}}{2\left[\left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{k+1}{k}}\right]}}. \qquad (90)$$

Если считать $F$ постоянной, то из формулы (90) следует, что $F_m$ будет зависеть от отношения $\left(\frac{p_1}{p_0}\right)$, причем эта формула имеет смысл лишь для отношений $\left(\frac{p_1}{p_0}\right) \leqslant x_m$. Для отношений $\frac{p_1}{p_0} > x_m$ формула (90) не имеет конструктивного смысла, так как в этом случае сопло не имеет перехвата, а все время суживается. При $F_1 = \text{const}$ и уменьшении отношения $\frac{p_1}{p_0}$ ниже $x_m$ конфигурация сопла будет изменяться согласно фиг. 30.



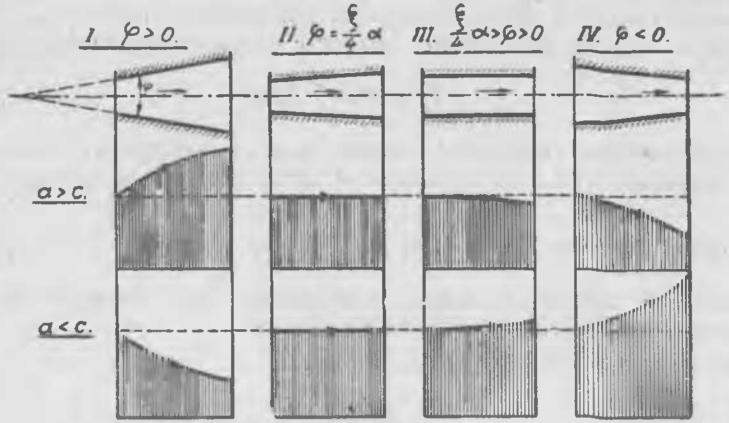
При стремлении $\frac{p_1}{p_0}$ к нулю площадь сечения будет тоже стремиться к нулю, а согласно формуле (87) и расход через сопло $G$ будет также стремиться к нулю. Таким образом с уменьшением отношения $\frac{p_1}{p_0}$ мы должны одновременно изменять форму сопла так, чтобы проходные сечения удовлетворяли новым условиям, если только мы хотим иметь процесс, близкий к адиабатическому.




Фиг. 30a.

Но вполне естественно задать вопрос, что будет происходить в сопле, если $p_1$ будет уменьшаться, а форма сопла будет неизменна? В этом случае, как учит опыт, давление в выходном сечении сопла останется неизменным, и дальнейшее расширение будет происходить уже за соплом (в случае понижения $p_1$ сравнительно с расчетным), а следовательно, секундный расход газа будет постоянным, несмотря на уменьшение $p_1$, причем рассуждение действительно для $p_1 \leqslant x_m p_0$.

Таким образом, если сопло рассчитано (т. е. определены $F_m$ и $F_1$) для $p_0 = 10$ *ata* и $p_1 = 1$ *ata*, то понижение $p_1$ до 0,5 0,1; 0,01 *ata* не вызовет изменения в протекании процесса по самому




Фиг. 30b.

соплу: давление в выходном сечении будет равно 1 *ata* и расход через сопло во всех случаях будет одинаковым.

Отношение $x_m$ обычно называется „критическим“ отношением давлений; название это по существу не имеет уже того значения, какое ему придавалось в период до Лаваля, когда не умели преобразовывать в скоростную энергию перепады давлений ниже $x_m$, так как в обычном суживающемся насадке в выходном сечении его нельзя получить давления ниже $p_0 x_m$, несмотря на по-

нижение противодавления, а как следствие этого скорость в выходном сечении сопла (а не за соплом) оставалась постоянной и равной скорости звука. Дальнейшее увеличение скорости, происходящее за соплом, идет с таким низким к. п. д., что общий к. п. д. сопла был крайне низок. До открытия Лавалем расширяющегося сопла давление $p_m = x_m p_0$ было действительно критическим, так как оно тормозило все развитие паровых турбин. В настоящее время кроме отголоска истории в этом отношении $x_m$ ничего „критического" нет.

Рассмотрим, каким образом влияет трение на протекание процесса истечения. Сделаем ориентировочный подсчет, предполагая, что теплота трения сообщается массе газа, протекающей по соплу, пропорционально теплопадению, т. е. работа трения массы газа о стенки будет выражаться в тепловых единицах таким образом:

$$dq_r = -\xi dI,$$

т. е.

$$q_r = -\xi \int_0^1 dI = \xi (I_0 - I_1) = \xi H. \tag{91}$$

Таким образом $q_r$ будет некоторая дробь от теплопадения $H$. Приняв, что работа трения пропорциональна теплопадению, мы можем проинтегрировать наше основное дифференциальное уравнение.

Определим, по какому закону будет следовать изменение давления вдоль сопла в предположении указанного процесса.

В этом случае уравнение первого закона термодинамики

$$dq_r = dU + Apdv.$$

Но количество тепла $dU + Apdv$ можно изобразить по другому, введя понятие теплосодержания и представив выражение для $dq_r$ так:

$$dU + Apdv = d(U + Apv) - Ad(pv) + Apdv = dI - Avdp.$$

Учитывая принятое нами допущение, мы можем вместо $dq_r$ подставить $-\xi dI$, т. е. $-\xi dI = dI - Avdp$.

Так как $dI = A\frac{k}{k-1} d(pv)$,

то

$$(1 + \xi)\frac{k}{k-1} d(pv) = vdp. \tag{92}$$

Таким образом мы получили дифференциальное уравнение, связывающее координаты $p$ и $v$, т. е. мы получили ответ на тот вопрос, который мы поставили,—найти кривую расширения в $pv$-диаграмме. Проинтегрируем это выражение, перенеся в левую часть все члены равенства. Раскроем дифференциал произведения. Получим

$$\left[\frac{(1+\xi)^k}{k-1} - 1\right] vdp + \frac{(1+\xi)^k}{k-1} pdv = 0.$$

Преобразуем

$$(\xi k+1)\,vdp = -k(1+\xi)\,pdv$$

и, разделяя переменные, получим

$$\frac{dp}{p} = -\left[\frac{k(1+\xi)}{1+\xi k}\right]\frac{dv}{v}$$

Выражение, стоящее в квадратных скобках, можно обозначить одной буквой $\lambda$:

$$\frac{k(1+\xi)}{1+\xi k} = \lambda$$

и

$$\frac{dp}{p} = -\lambda\frac{dv}{v}. \tag{93}$$

Интегрируя, имеем

$$pv^{\lambda} = \text{const}. \tag{94}$$

В этом случае мы получим политропу с постоянным показателем, так как $\xi$ есть величина постоянная.

Скорость истечения при политропическом процессе в самом сопле определяем через теплосодержание из диференциального уравнения [формула (73)]:

$$\frac{cdc}{g} = -dl\cdot\frac{1}{A}.$$

Это уравнение учитывает и трение о стенки.
Таким образом мы можем написать после интеграции

$$\frac{c_1^2-c_0^2}{2g} = \frac{k}{k-1}(p_0v_0 - p_1v_1),$$

$p_0v_0$ и $p_1v_1$ связаны не адиабатическим уравнением, а уравнением той политропы, которую мы нашли:

$$\frac{c_1^2-c_0^2}{2g} = \frac{k}{k-1}p_0v_0\left[1-\left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{\lambda-1}{\lambda}}\right]. \tag{95}$$

Если бы мы стали выводить формулу для расхода, то вычисления были бы те же самые, только отношение функций будет другое; площадь сопла будет выражаться такой формулой

$$F = \frac{G}{\sqrt{2g\frac{k}{k-1}\frac{p_0}{v_0}\left[\left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{2}{\lambda}}-\left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{\lambda+1}{\lambda}}\right]+\left(\frac{c_0}{v_0}\right)^2\left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{2}{\lambda}}}}\cdot \tag{96}$$

Как видим, $\lambda$ изменит конструкцию сопла, и все зависит от того, насколько $\lambda$ отличается от $k$. Площади сопла будут иметь другое значение, и в проходных сечениях будут другие давления, чем в случае изэнтропического процесса. Этот пример говорит о зависимости конструкции сопла от трения в сопле. Следует отметить,

отсюда

$$\frac{dp}{dz}\left(1-\frac{kc^2}{\alpha gvpk}\right)=\frac{dp}{dz}\cdot\frac{\alpha a^2-kc^2}{\alpha a^2}=\frac{c^2(k-1)+a^2-kc^2}{\alpha a^2}\cdot\frac{dp}{dz}=$$

$$=\frac{a^2-c^2}{\alpha a^2}\cdot\frac{dp}{dz}=\frac{c^2}{gv\alpha}\left[\frac{dF}{F}\cdot\frac{1}{dz}-\xi\frac{\alpha}{4r}\right];$$

$\alpha$ в знаменателе сократится и получаем, заменяя $gkpv=a^2$,

$$\frac{dp}{dz}=pkc^2\frac{\frac{dF}{Fdz}-\frac{\xi\alpha}{4r}}{a^2-c^2}. \qquad (103)$$

Для круглого сопла выражение $\frac{dF}{Fdz}$ можно преобразовать, заменив $F$ через $\pi r^2$ и $dF=2\pi r dr$

$$\frac{dF}{Fdz}=\frac{2\pi r dr}{\pi r^2 dz}=\frac{2dr}{rdz}=\frac{2\cdot tg\frac{\varphi}{2}}{r}\approx\frac{\varphi}{r},$$

где $\varphi$ — угол расширения сопла. Для малых углов можно без большой погрешности считать $\operatorname{tg}\frac{\varphi}{2}=\frac{\varphi}{2}$.

Вставляя это выражение в формулу (103), получим

$$\frac{dp}{dz}=\frac{pkc^2}{r}\cdot\frac{\varphi-\frac{\alpha\xi}{4}}{a^2-c^2}=\frac{kpc^2}{r}\cdot\frac{\varphi-\frac{\xi}{4}\left[\frac{c^2}{a^2}(k-1)+1\right]}{a^2-c^2} \qquad (104)$$

Если допустить, что трения по соплу нет ($\xi=0$), то знак производной $\frac{dp}{dz}$ будет зависеть от знака $\varphi$ (для расширяющегося сопла $\varphi>0$; для суживающегося $\varphi<0$) и знака разности $(a^2-c^2)$. Разберем частные случаи:

1) $c<a$, т. е. скорость потока в данном сечении меньше скорости звука в данной среде, и $\varphi<0$, то

$$\frac{dp}{dz}<0;$$

т. е. мы имеем случай входа в обычное сопло, и давление по соплу падает;

2) $c>a$ и $\varphi>0$; $\frac{dp}{dz}<0$; этот случай соответствует участку сопла после минимального сечения;

3) $c>a$, $\varphi<0$, $\frac{dp}{dz}>0$ случай входа в диффузор струйных приборов, струя входит в сходящуюся часть диффузора со скоростью, большей скорости звука;

4) $c < a$, $\varphi > 0$, $\frac{dp}{dz} > 0$ случай течения в расходящейся части диффузора.

В случае имеющего места в действительности течения с трением оценка величины производной значительно сложней вследствие не совсем определенного значения коэфициента $\xi$ и характер производной может быть совсем другим, чем для случая без трения.

Например, для $c > a$ и $\varphi > 0$ еще нельзя сказать, что $\frac{dp}{dz} < 0$, так как все зависит от знака $\left(\varphi - \frac{\alpha\xi}{4}\right)$ и всегда можно получить настолько большое значение $\xi$, что знак числителя будет также отрицательный, а следовательно, и $\frac{dp}{dz} > 0$.

Если требуется сконструировать сопло, у которого давление по длине должно быть постоянно, то в этом случае угол конуса сопла должен равняться $\varphi = \frac{\xi\alpha}{4}$. Если, наоборот, при помощи измерительной трубки измерено постоянное давление по соплу, то, следовательно, коэфициент трения

$$\xi = \frac{4\varphi}{\frac{c^2}{a^2}(k-1)+1}.$$

Угол конуса сопла $\varphi$ в паротурбинной практике выполняется не свыше 10—12°, что можно принять и для сопел газовых турбин.

## Эмпирические данные о работе сопел

На фиг. 31 даны кривые изменения давления по длине сопла в зависимости от давления за соплом, полученные эмпирическим путем.

Нижняя кривая дает изменение давления по длине сопла для нормального расчетного режима.

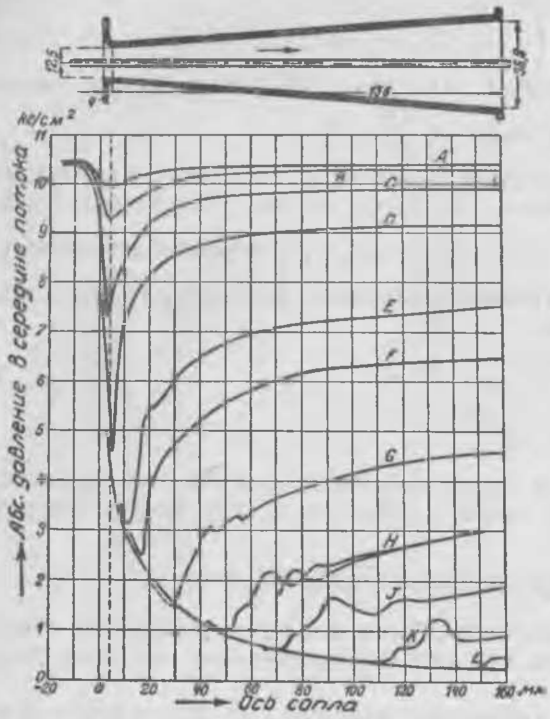
Мы можем всегда получить эту диаграмму давления при помощи измерительной трубки, пропущенной по центральной оси сопла. Давление вдоль сопла падает по кривой гиперболического вида ($p_0$ — начальное давление; $p_1$ — конечное давление).

В минимальном сечении будет критическое давление.

Если поставить это сопло в условия работы с повышенным противодавлением, что можно достигнуть, уменьшая проходное сечение дроссельного клапана за соплом, то получим кривые, изображенные на фиг. 31; линия $K$, $L$, $I$, $H$ и т. д. дают изменения давления по длине сопла при увеличении $p_1$.

При этом наблюдается интересное явление; в сопле всегда есть такое сечение, в котором давление значительно ниже, чем давление в выходном сечении. Если мы обозначим площадь выхода через $F_1$ и минимальное сечение через $F_{\min}$, то отношение $\frac{F_1}{F_{\min}} = q$,

имеет основное влияние на характер протекания этих кривых. Например, для некоторой линии $D$ мы имеем давление в сечении $F_{min}$ ниже критического, несмотря на то, что давление в $F_1$ составляет около 90% от давления $p_0$. О расходе газа через сопло можно судить по какому-нибудь одному сечению, и если параметры $(c, v, p)$ в нем не меняются, то следовательно и расход остается постоянным. А в этом случае расход для кривой $D$ будет такой же, как и для нормальной работы, и такой же, как для кривых $E$, $F$, $G$ . . . $L$, так как в сечении $F_{min}$ параметры не меняются.




Фиг. 31.

Для кривых же $C$, $B$ и $A$ расход будет другой — меньше, так как давление в минимальном сечении сопла выше критического равного $p_0 x_m$. В обыкновенном сходящемся или цилиндрическом насадке таких явлений не наблюдается. При уменьшении давления $p_1$ давление в выходном сечении падает непрерывно с одновременным увеличением расхода, до тех пор пока $p_1$ не сравняется с $p_m = p_0 x_m$, дальнейшее понижение $p_1 < p_m$ уже не изменит давления в выходном сечении и оно остается равным $p_m$, как следствие и расход $G$ остается неизменным. Таким образом для обычного насадка расход непрерывно возрастает с уменьшением противодавления до $p_1 = p_m$, а для сопел Лаваля это не так, и разница тем более, чем больше $q = \frac{F_1}{F_{min}}$. По фиг. 31 видно, что при $p_1 \approx 9{,}1$ *ата* (кривая $D$) расход уже максимальный, так как дальнейшее понижение $p_1$ (кривые $E$, $F$, $G$ и пр.) не изменит состояния в минимальном сечении, в котором давление равно около 6 *ат*, а следовательно, не изменит и расхода.

На фиг. 32 представлены не в масштабе кривые расхода в функции от $\frac{p_1}{p_0}$ для цилиндрического сопла ($q = 1$) и расходящегося ($q > 1$). С уменьшением $\frac{p_1}{p_0}$ (от единицы) расход в расширяющемся

сопле возрастает быстрей, чем в цилиндрическом, причем крутизна подъема пунктирной кривой зависит от $q$; чем больше $q$, тем круче подъем кривой расхода. Отношение давлений $\frac{p_1}{p_0}$, при котором расход в расширяющемся сопле достигает максимума, определяется из равенства

$$\frac{p'_m}{} = 0{,}545 + 0{,}455\sqrt{\frac{q-1}{q}}^{1} \qquad (105)$$

Формула (105) пригодна только для пара, но соответствующая формула для газа должна иметь такой же вид, разница может быть лишь в числовых коэфициентах. Кривые $A$, $B$ и $C$ (фиг. 31) идут несколько странно с точки зрения прежних наших рассуждений: уравнение расхода в дифференциальной форме

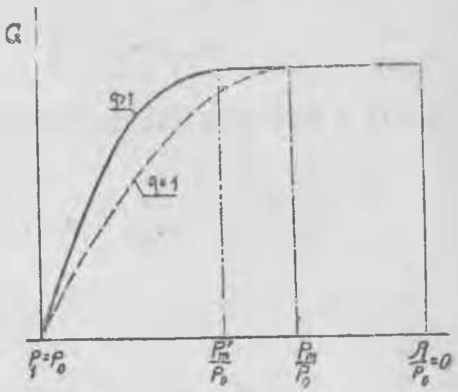
$$\frac{dv}{v} = \frac{dc}{c} + \frac{dF}{F} \qquad (84)$$

действительно для всякого установившегося процесса, а следовательно, применимо и к кривым $A$, $B$ и $C$ фиг. 31. Но для $F_{\min}$

$$dF = 0,$$

и следовательно,

$$\frac{dv}{v} = \frac{dc}{c},$$



Фиг. 32.

что, как мы показали [формула (83)], приводит к

$$c = \sqrt{dkpv}$$

в сечении $F_{\min}$, но возможно и другое решение: $dv = 0$ и $dc = 0$ одновременно.

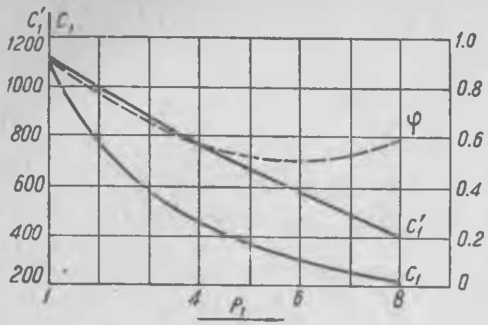
Иными словами, уравнение $\frac{dv}{v} = \frac{dc}{c}$ имеет два решения: одно дается формулой (83), другое $dv = 0$, $dc = 0$, и как следствие этого $dp = 0$, т. е. кривая изменения давления вдоль сопла имеет минимум в сечении $F_{\min}$, но лишь в случае $p_1 > p'_m$ [формула (105)]. Для случая $p_1 < p_m$ в сечении $F_{\min}$ будем иметь критическое давление; $dp$ не будет равно нулю и в сечении $F_{\min}$ скорость газа будет равна скорости звука.

Кривые фиг. 31 одновременно указывают еще на то, что давление за соплом и в выходном сечении сопла получается одно и то же, если повышать противодавление выше расчетного, чего не

---

1 Forner, VdI, 1919, S. 74, Witte, Forsch. auf d. Geb. d. Ingenieurwesens, 1931, S. 245.

будет, как указывалось раньше, если противодавления сделать ниже расчетного, так как в этом случае давление в выходном сечении остается постоянным и равным расчетному (в пределах точности расчета вообще). Равенство давлений в выходном сечении и в среде, куда происходит истечение, позволяет определить действительную скорость истечения из сопла с ненормальным противодавлением. Формулы (74) и (77) дают для любого установившегося процесса



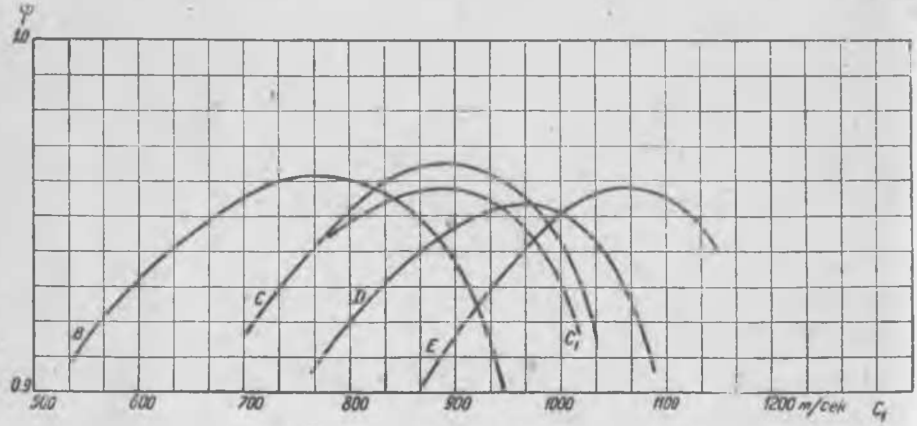

Фиг. 33.

$$\frac{c_1^2 - c_0^2}{2g} A = I_0 - I_1; \qquad (74)$$

$$\frac{F_1 c_1}{v_1} = G. \qquad (77)$$

Вводя в формулу (74) параметры выходного сечения сопла, имеем

$$\frac{c_1^2 - c_0^2}{2g} = \frac{k}{k-1}(p_0 v_0 - p_1 v_1) = \frac{\left(\frac{G v_1}{F_1}\right)^2 - c_0^2}{2g}, \qquad (106)$$




Фиг. 34.

где $c_1$ взято из формулы (77). Для случая $p_1 \leq p_m'$ [формула (105)] расход $G$ определяется по формуле (86) или по формуле (87), и тогда в равенстве (106) будет все известно кроме $v_1$. Определяя из формул (74) и (77) $v_1$, получим

$$c_1^2 + \frac{2gk}{k-1} \cdot \frac{F_1 p_1}{G} \cdot c_1 - \left(\frac{2gk}{k-1} p_0 v_0 + c_0^2\right) = 0. \qquad (107)$$

Решая квадратное уравнение относительно $c_1$, получим искомую скорость истечения

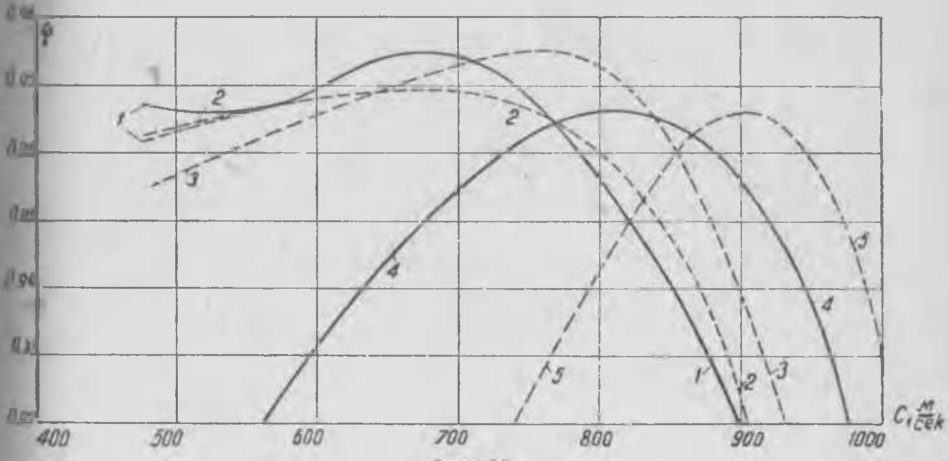
$$c_1 = -\frac{gk}{k-1}\cdot\frac{F_1 p_1}{G} + \sqrt{\left(\frac{gk}{k-1}\cdot\frac{F_1 p_1}{G}\right)^2 + \left(\frac{2gk}{k-1}p_0 v_0 + c_0^2\right)}. \quad (108)$$

Написав уравнение (106) в виде

$$2g(I_0 - I_1) = H_1 2g = A\left[\left(\frac{Gv_1}{F_1}\right)^2 - c_0^2\right], \quad (109)$$

получим зависимость $H_1$ от $v_1$; давая различные значения $H_1$, получим ряд значений $v_1$. Эта кривая, начерченная в *TS*-или *IS*-диаграмме, носит название кривой Фанно (Fanno). Она очень удобна для анализа работы сопла вне расчетного режима.

В случае $p_1 > p'_m$ расход уже нельзя определять по формуле (86) или (87), и тогда решение уравнения (107) будет затруднительно.



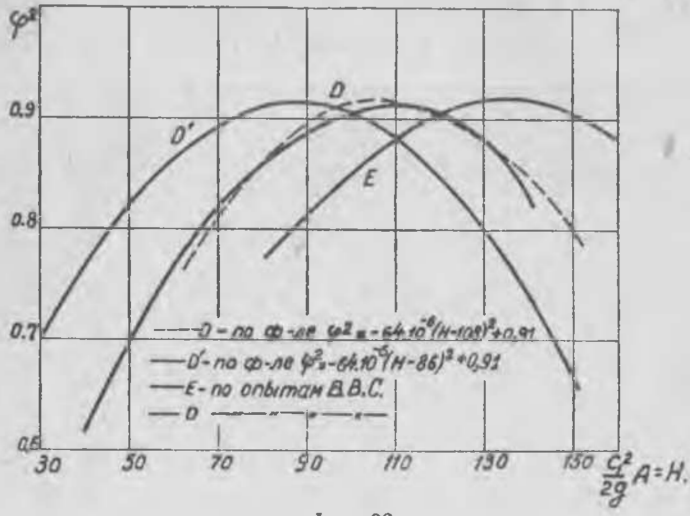

Фиг. 35.

Так же неопределенно будет обстоять дело, если $c_0$ окажется большой величиной, в этом случае формула (105) уже не годится, а следовательно, станет неопределенной величина $p'_m$. Формула (109) дает возможность судить о процессе в цилиндрической трубе, для которой $\frac{G}{F}$ является величиной постоянной.

Определив в возможных случаях действительную скорость истечения [формула (108)], мы можем подсчитать коэфициент $\varphi$ сопла, найдя теоретическую скорость $c'_1$ по формуле (76). На фиг. 33 приведены скорости $c_1$ и $c'_1$, а также $\varphi = \frac{c_1}{c'_1}$ для $p_0 = 8$ *ата* при истечении в атмосферу: $p_1 = 1$ *ат*. Как видим, происходит довольно значительное уменьшение $\varphi$ и, как видно из фиг. 31, внезапное повышение давления по длине сопла. Это явление носит название уплотняющего удара.

Непосредственные опыты с соплами, работающими вне расчетного режима, указывают на сильную зависимость коэфициента скорости $\varphi$ от режима. На фиг. 34 приведены данные опытов фирмы Броун-Бовери (Brown-Boveri & Cie). По оси абсцисс отложены теоретические скорости $c_1'$, а по оси ординат — коэфициент скорости $\varphi$. Протекание кривых имеет параболический характер, причем максимум $\varphi$ соответствует расчетным условиям. На фиг. 35 и в табл. 1 приведены данные опытов проф. Стодола с соплами фирмы Эшер-Вис. Кривые *4* и *5* имеют также параболический характер и относятся к расширяющимся соплам, кривая *3* — к суживающемуся соплу с малой степенью расширения ($q = 1{,}052$).

В практике газовых турбин, как правило, приходится работать с большими перепадами, а следовательно, и с значениями $q$ боль-




Фиг. 36.

шими 1,5 — 2, поэтому здесь больше вероятность получения параболического характера кривой.

| Обозначение линий на фиг. 35 | *1* | *2* | *3* | *4* | *5* |
|---|---|---|---|---|---|
| 1. Угол входа . . . . . | 17° 20′ | 17° 20′ | 18° 20′ | 17° 15′ | 16° 40′ |
| 2. Минимальное сечение в $см^2$ . . | 2×1,93 | 2×1,847 | 2×2,116 | 2×2,237 | 2×2,176 |
| 3. Степень расширения $f_2 : f_m$ . . | 1,0 | 1,0187 | 1,052 | 1,187 | 1,560 |
| 4. Начальное давление *кг/см² абс* | 4,61 | 4,602 | 4,617 | 4,618 | 4,620 |
| 5. Начальная температура °C . . | 181,4 | 223,6 | 219,4 | 219,5 | 219,3 |

Примечание. Таблица составлена по Stodola, Dampf-und Gasturbinen, 6 Auf., S. 125.

Отдельные участки кривых $\varphi = F(c_1')$ можно хорошо изобразить аналитическим уравнением, перестроив их в других координатах.

Если по оси абсцисс откладывать располагаемое теплопадение для данного сопла $H = A\frac{c_1'^2}{2g}$, а по оси ординат — $\varphi^2$, то получим фиг. 36. Таким образом фиг. 36 получается в результате перестройки фиг. 34 в других координатах. Перестроенные кривые можно представить следующим уравнением:

$$\varphi^2 = a(H_t - H)^2 + b, \qquad (110)$$

выражающим зависимость коэфициента $\varphi^2$ от располагаемого теплопадения $H$. В формуле (110) переменными величинами будут $H$ и $\varphi^2$, а $H_t$ постоянно, причем $H_t = \frac{c_1'^2}{2g}$ соответствует максимальному коэфициенту $\varphi$. Имея кривые фиг. 34, можем получить значение коэфициентов $a$ и $b$, взяв две точки на кривых. Эти коэфициенты имеют примерно такое значение: $b = 0{,}93$; $a = -6{,}4 \cdot 10^{-5}$. Выражение коэфициента $\varphi^2$ потребуется в дальнейшем, когда будем говорить о к. п. д. турбины $v = \text{const}$.

Как видно из фиг. 35, на некоторых участках $\varphi$ не будет следовать такому простому закону:

$$\varphi^2 = a(H_t - H)^2 + b,$$

и в этом случае остается путь графического решения вопросов, связанных с расчетом турбины постоянного объема сгорания.

*ГЛАВА ЧЕТВЕРТАЯ*

## ОБЩАЯ ТЕОРИЯ ТУРБИН

### Работа на окружности колеса

На фиг. 37 изображена схема одноступенчатого турбинного колеса совместно с сопловым аппаратом.

Газ из сопла $A$ выходит со скоростью $c_1$ под углом $\alpha_1$ и попадает на лопатки рабочего колеса $B$, причем лопатки движутся с окружной скоростью $u$. Вычитая геометрически из скорости $c_1$ окружную скорость $u$, получим относительную скорость входа на лопатку $w_1$. Эта скорость $w_1$ при расчетных условиях должна совпадать по направлению с углом входа $\beta_1$ на лопатку, поэтому под этим углом выполняется входная кромка рабочей лопатки. В случае отсутствия постоянного режима угол $\beta_1$ определяется из вариантных расчетов.

Струя газа, входя на лопатку со скоростью $w_1$, с лопатки выходит с относительной скоростью $w_2$, направленной под углом $\beta_2$. Складывая геометрически относительную скорость $w_2$ с окружной скоростью, получим абсолютную скорость выхода из лопаточного венца $c_2$ под углом $\alpha_2$.

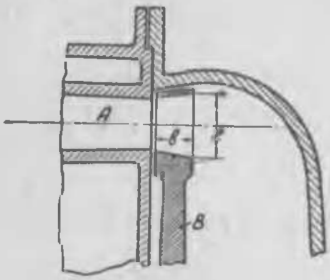
Зная скорость газа $c_1$ и окружную скорость лопаточного венца $u$, можно определить работу $L_u$ на окружности колеса.

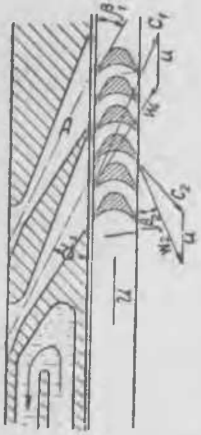
Для этого необходимо найти окружное усилие на лопаточном венце.

Воспользуемся теоремой импульсов сил, согласно которой изменение количества движения равняется импульсу силы. Для нашего случая это значит, что изменение количества движения массы газа в направлении какой-либо оси равняется импульсу проекции силы на ту же самую ось.

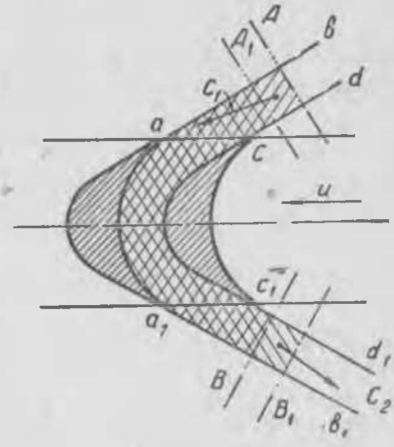
Рассмотрим массу газа, движущуюся между двумя лопатками турбины (фиг. 38). Линии $ab$ и $cd$ ограничивают ту массу газа, которая должна войти в лопаточный канал, $a_1b_1$ и $c_1d_1$ изображают линии тока при выходе. Таким образом масса газа, проходящая по лопаточному каналу, отграничивается линиями тока (на фиг. 38 чисто условно линии тока направлены по контуру лопатки).

Рассмотрим массу газа, заключенную между сечением $A$ и $B$, и к ней приложим теорему импульсов сил, т. е. изменение количества движения всей массы газа в направлении окружной скорости равняется импульсу проекций сил, действующих на данную массу. В промежуток времени $\Delta t$ сечение $A$ переместится в сечение $A_1$, а сечение $B$ — в сечение $B_1$, и масса газа займет положение $A_1B_1$. Подсчитаем то усилие, с которым лопатки действуют на газ, т. е. подсчитаем изменение количества движения массы газа, а следовательно, найдем и силу, с какой лопатки на нее действуют. Так как масса газа между сечениями $AB$ и $A_1B_1$ одна и та же, то движение ее вызвано импульсом сил, испытываемым со стороны лопаток.




Фиг. 37.




Фиг. 38.

Обозначив количество движения буквой $k$ с соответствующими индексами, найдем приращение количества движения, которое должно будет равняться импульсу сил, т. е. суммарному усилию,

действующему на массу газа, умноженному на время, в течение которого совершалось перемещение массы из положения $AB$ в $A_1B_1$, т. е.

$$k_{A_1B_1} - k_{AB} = P_u \Delta t. \tag{111}$$

Так как мы рассматриваем проекцию сил, то нужно выбрать положительное направление оси, на которую мы будем проектировать все величины. В качестве положительного направления оси примем направление окружной скорости.

$k_{A_1B_1}$ можно изобразить как сумму количества движения массы газа, заключенной между сечениями $A_1B$ и массы газа между сечениями $BB_1$, т. е.

$$k_{A_1B_1} = k_{A_1B} + k_{BB_1}.$$

Таким же образом выразим значение количества движения массы газа в положении $AB$:

$$k_{AB} = k_{AA_1} + k_{A_1B}.$$

Подставив эти значения в равенство (111), получим после сокращения

$$k_{BB_1} - k_{AA_1} = P_u \cdot \Delta t, \tag{112}$$

т. е., как видим, нас не интересует количество движения всей массы, достаточно рассмотреть проекции количества движения масс газа $AA_1$ и $BB_1$.

Проекция количества движения массы $AA_1$ на направление окружной скорости выразится

$$k_{AA_1} = \Delta m \cdot c_1 \cos \alpha_1,$$

где $\Delta m$ — масса объема газа между сечениями $AA_1$; $c_1$ — ее абсолютная скорость; $\alpha_1$ — угол между направлением скорости $c_1$ и осью.

Аналогично для массы газа, заключенной между сечениями $B$ и $B_1$,

$$k_{BB_1} = -\Delta m \cdot c_2 \cos \alpha_2;$$

в установившемся процессе массы $AA_1$ и $BB_1$ будут равны, и мы их обозначим через $\Delta m$. Знак во втором случае минус, так как $c_2 \cos \alpha_2$ имеет обратное направление сравнительно с осью (в данном случае с направлением окружной скорости). [1]

Подставив эти значения в равенство (112), получим

$$-\Delta m (c_2 \cos \alpha_2 + c_1 \cos \alpha_1) = P_u \cdot \Delta t, \tag{113}$$

деля обе части на $\Delta t$ и помня, что $\frac{\Delta m}{\Delta t}$ равно секундной массе газа $\frac{G}{g}$, получим значение силы, действующей на газ,

$$P_u = -\frac{G}{g}(c_1 \cos \alpha_1 + c_2 \cos \alpha_2), \tag{114}$$

где $P_u$ есть проекция силы, действующей на газ.

[1] Угол $\alpha_2$ в паротурбинной обычно считают между $c_2$ и отрицательной $u$, а $\alpha_1$ — между $c_1$ и положительной $u$.

Таким образом усилие $P_u$ имеет отрицательный знак. А это значит, что на газ сила действует в направлении, обратном окружной скорости, т. е. проекция силы, действующей на газ, будет направлена в сторону, противоположную скорости, а следовательно, сила, действующая на лопатки, будет равна и ей противоположна, т. е. будет направлена по направлению окружной скорости. Окружное усилие, действующее на лопатки и совпадающее по направлению с окружной скоростью, выражается формулой

$$P_u = \frac{G}{g}(c_1 \cos \alpha_1 + c_2 \cos \alpha_2). \qquad (115)$$

Работа выражается произведением силы на путь, а путь, пройденный лопатками под действием окружного усилия $P_u$, будет равняться произведению времени на окружную скорость $u$.

Таким образом работа за промежуток времени $t$

$$L_t = u \cdot t \cdot P_u$$

или, подставляя значение $P_u$ из формулы (115), получим

$$L_t = u \cdot t \cdot P_u = \frac{utG}{g}(c_1 \cos \alpha_1 + c_2 \cos \alpha_2).$$

Произведение $Gt$ есть количество газа, прошедшее между лопатками за данный промежуток времени.

Работа $L_t$ зависит от произведения $Gt$, а не от величины каждого сомножителя, т. е. если $Gt = \text{const}$, то и $L_t = \text{const}$ (при условии постоянства всех скоростей и направлений). Следовательно, мы будем иметь одну и ту же работу при истечении одного и того же количества газа; 1 *кг* газа при истечении его всегда даст одну и ту же работу независимо от того, в течение какого времени происходило истечение. Разделив выражение для $L_t$ почленно на $Gt$, получим

$$\frac{L_t}{G_t} = L_u = \frac{u}{g}(c_1 \cos \alpha_1 + c_2 \cos \alpha_2), \qquad (116)$$

где через $L_u$ обозначена работа, отнесенная к 1 *кг* газа, размерность $L_u$ — *кгм/кг* (сокращать *кг* в числителе и знаменателе нельзя, так как в числителе *кг* — сила, в знаменателе *кг* — масса). Формула (116) получена, как общий вывод, причем никаких ограничений на протекание струи по лопатке нет. Струя входит с абсолютной скоростью $c_1$ и выходит с абсолютной скоростью $c_2$. Что делается с массой газа, движущейся по каналу, нас не интересовало. Таким образом формула (116) представляет общее выражение для работы на окружности колеса.

## Активные турбины

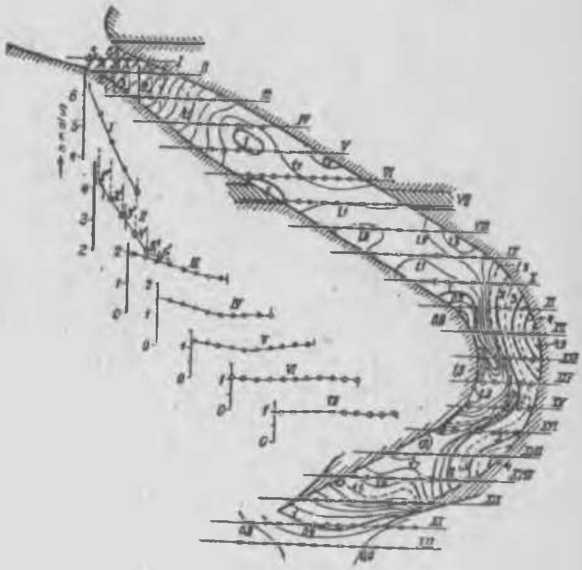
Активная турбина характеризуется тем, что у нее давление на входной и выходной кромках лопатки одинаково. Следовательно, давление перед лопатками $p_1$ и давление за лопатками $p_2$ равны.

Если лопатка, сидящая на диске, движется под действием окружного усилия, которое мы подсчитали по формуле (115), то давле-

ние в массе газа, прилегающей к вогнутой части лопатки, должно быть более высоким, чем в массе, прилегающей к выпуклой части лопатки и разница этих давлений приводит в движение лопатки.

Давление газа в различных точках канала между лопатками неодинаково, и изменение его примерно таково, как показано на фиг. 39.

Сплошные и пунктирные линии представляют изобары — линии постоянного давления. Из фиг. 39 ясно видно, что давление на вогнутой стороне значительно больше, чем на выпуклой, и кроме этого отчетливо видно, что распределение давлений по лопаточному каналу крайне сложно, но давления на кромках очень близки к 1 *ата*.



Фиг. 39.

Поэтому давать определение активной лопатке, как имеющей постоянное давление по каналу, неверно. Но совершенно точно утверждение, что у активных лопаток давление на выходной и входной кромках одно и то же. В случае, когда давление на входной и выходной кромках одно и то же, можно сделать некоторые предположения относительно изменений, которые будет претерпевать относительная скорость $w_1$ при движении газа по лопаточному каналу. Идеальное положение будет такое, когда скорость $w_1$ будет равняться $w_2$, т. е. струя как бы прокатится по лопаткам, не испытывая никакого добавочного импульса в тангенциальном направлении.

Таким образом для активной идеальной лопатки должно соблюдаться соотношение $w_1 = w_2$, но практически такое равенство не может быть осуществлено по той причине, что движение всегда сопровождается гидравлическими потерями. В действительной лопатке скорость $w_2$ меньше, чем $w_1$, и эта потеря учитывается коэфициентом скорости по лопатке $\psi$, т. е.

$$w_2 = \psi \cdot w_1. \qquad (117)$$

Формула (117) дает зависимость относительной скорости выхода от скорости входа для лопатки активной турбины. Коэфициент скорости $\psi$ всегда меньше единицы. Перейдем теперь к определению так называемого относительного к. п. д. активной турбины на

окружности колеса и выясним зависимость этого коэффициента $\eta_u$ от различных факторов.

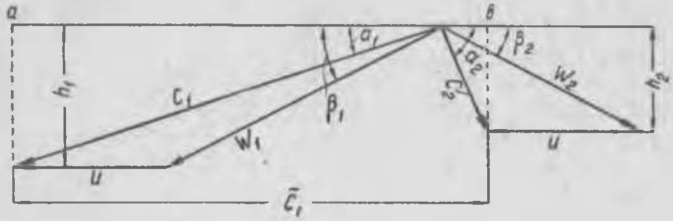
Относительным к. п. д. на окружности колеса называется отношение работы, полученной на окружности колеса, к располагаемой работе, которую несет входящая струя. Если бы турбина была идеальной, то всю живую силу струи можно бы превратить в работу. Фактически же этого не происходит, и работа на окружности колеса всегда меньше той живой силы, которую несет с собой струя газа, выходящая из сопла (предполагается сопло с $\varphi = 1$).

Таким образом относительный к. п. д. на окружности колеса

$$\eta_u = \frac{L_u}{L_0}, \tag{118}$$

где $L_0$ — живая сила струи, т. е. для 1 *кг* газа

$$L_0 = \frac{c_1'^2}{2g} = \frac{c_1^2}{2g\varphi^2}. \tag{119}$$




Фиг. 40.

Здесь $c_1$ — действительная скорость истечения из сопла, теоретическая скорость $c_1' = \frac{c_1}{\varphi}$.

Подставляя в формулу (118) $L_0$ из формулы (119) и $L_u$ — из формулы (116), получим:

$$\eta_u = \frac{\frac{u}{g}(c_1\cos\alpha_1 + c_2\cos\alpha_2)\cdot 2g\varphi^2}{c_1^2} = \frac{2\varphi^2 u\cdot(c_1\cos\alpha_1 + c_2\cos\alpha_2)}{c_1^2}.$$

Рассмотрим скоростные треугольники, изображенные на фиг. 40. Нетрудно видеть, что

$$c_1\cos\alpha_1 + c_2\cos\alpha_2 = \bar{c}_1.$$

Этот же отрезок $\bar{c}_1$ можно выразить через проекцию относительных скоростей:

$$\bar{c}_1 = w_1\cdot\cos\beta_1 + w_2\cos\beta_2.$$

Но

$$w_1\cos\beta_1 = c_1\cos\alpha_1 - u;$$

подставляя это выражение в формулу для $\eta_u$, получим

$$\eta_u = \frac{2\varphi^2 u}{c_1^2}(w_1 \cdot \cos\beta_1 + w_2 \cdot \cos\beta_2) =$$

$$= \frac{2\varphi^2 \cdot u}{c_1^2}(c_1 \cdot \cos\alpha_1 - u)\left(1 + \psi\frac{\cos\beta_2}{\cos\beta_1}\right),$$

или

$$\eta_u = 2\varphi^2\left(1 + \psi\frac{\cos\beta_2}{\cos\beta_1}\right)\left(\cos\alpha_1 - \frac{u}{c_1}\right)\frac{u}{c_1}. \qquad (120)$$

Это окончательное выражение для к. п. д. на окружности колеса (формула Банки).

Из формулы (120) видно, что к. п. д. на окружности колеса не зависит от абсолютных значений скоростей газа и абсолютных скоростей колеса и зависит только от их отношения. Это утверждение правильно в том случае, если не считаться с зависимостью коэфициентов истечения от абсолютного значения скорости. Так как коэфициенты $\varphi$ и $\psi$ зависят от абсолютного значения скорости, то, следовательно, и к. п. д. на окружности колеса тоже зависит от абсолютных скоростей.

При многократном пользовании формулой (120) удобно применять номограмму, приведенную на фиг. 62.

При каком отношении скоростей получим максимальное значение к. п. д. на окружности колеса? При этом для коэфициента $\varphi$ можно допустить, что он не зависит от абсолютных значений скорости. Для коэфициента $\psi$ такое допущение значительно менее справедливо. Но для ориентировочного исследования можно считать, что оба коэфициента $\varphi$ и $\psi$ не зависят от отношения скоростей. Кроме этого принимаем, что угол $\beta_1 = \beta_2$. Для нахождения $\eta_{u\,max}$ диференцируем выражение для $\eta_u$ по $\frac{u}{c_1}$ и приравниваем полученную производную нулю:

$$\frac{d\eta_u}{d\left(\frac{u}{c_1}\right)} = \left(\cos\alpha_1 - \frac{u}{c_1}\right) - \frac{u}{c_1} = 0.$$

$$\cos\alpha_1 - 2\frac{u}{c_1} = 0, \text{ или } \frac{u}{c_1} = \frac{\cos\alpha_1}{2}.$$

Подставив это значение $\frac{u}{c_1}$ в формулу для $\eta_u$, найдем

$$\eta_{u\,max} = \varphi^2\left(1 + \psi\frac{\cos\beta_2}{\cos\beta_1}\right) \cdot \frac{\cos^2\alpha_1}{2}.$$

В идеальной турбине $\varphi = \psi = 1$ и при симметричных лопатках с $\beta_1 = \beta_2$, поэтому для идеальной турбины максимальное значение к. п. д. на окружности колеса

$$\eta_{u\,max} = \cos^2\alpha_1.$$

Из полученного уравнения видим, что, чем меньше угол наклона сопла, тем больше значение к. п. д. $\eta_u$. Этот результат получается в связи со сделанными допущениями.

Графически уравнение (120) представляет параболу, которая изображена на фиг. 41.

Рассмотрим основные потери, имеющиеся в рабочем аппарате.

Прежде всего живая сила струи при выходе из сопла в действительной турбине меньше, чем в идеальной, так как определенная доля скоростной энергии теряется в сопле. При движении газа по лопаткам также происходит потеря живой силы, главным образом, при повороте струи, в результате чего относительная скорость $w_2$ уменьшается по сравнению с $w_1$ и, наконец, абсолютная скорость выхода из лопаток $c_2$ не равна нулю, т. е. выходящий газ имеет еще живую силу, которая рассеивается при выхлопе.

Эти три потери понижают идеальную работу турбины. Потери в сопле $\Delta d$ получим следующим образом: если теоретическая величина живой силы $\frac{c_1'^2}{2g}$, а действительная $\frac{c_1^2}{2g}$, то разность их даст потерю энергии в сопле, т. е.

$$\Delta d = \frac{c_1'^2}{2g} - \frac{c_1^2}{2g} = \frac{c_1^2}{2g\varphi^2} - \frac{c_1^2}{2g} = \frac{c_1^2}{2g}\left(\frac{1}{\varphi^2} - 1\right).$$

Это выражение можно представить таким образом:

$$\Delta d = \frac{c_1^2}{2g\varphi^2}(1 - \varphi^2).$$

Первый сомножитель дает располагаемую работу турбины при адиабатическом процессе расширения, т. е. то, что мы обозначали раньше для турбины с постоянным давлением через $L_0$.

Следовательно,

$$\Delta d = \frac{c_1^2}{2g\varphi^2}(1 - \varphi^2) = L_0(1 - \varphi^2).$$

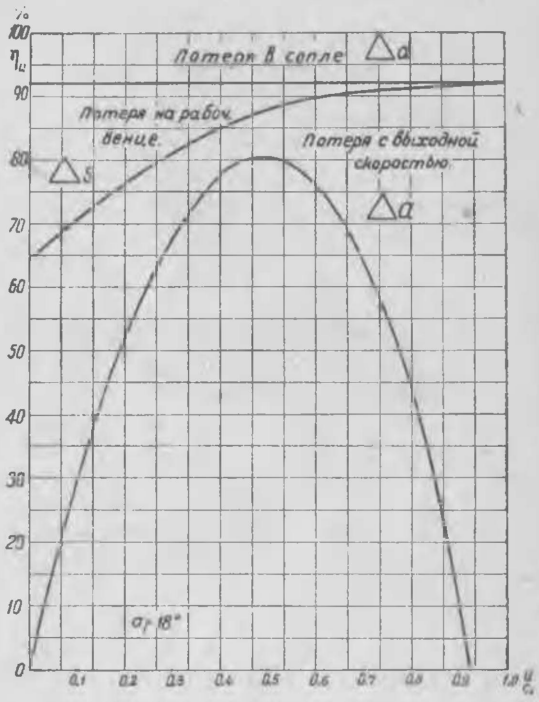
Коэфициент $(1 - \varphi^2)$ учитывает потери в сопле. Потерю живой силы на рабочих лопатках обозначим через $\Delta s$. Эта потеря равна разности живых сил при входе и выходе, т. е.

$$\Delta s = \frac{w_1^2}{2g} - \frac{w_2^2}{2g} = \frac{w_1^2}{2g}(1 - \psi^2).$$

Понижение живой силы движущейся струи происходит вследствие трения и вихрей в каналах. И, наконец, третья потеря равна живой силе выходящих газов. $\Delta a = \frac{c_2^2}{2g}$, все эти величины выражены в *кгм* на *кг* протекшего газа. Разобранные потери $\Delta d$, $\Delta s$ и $\Delta a$ изображены на фиг. 41, где видно изменение их в зависимости от отношения скоростей. Для максимального к. п. д. потери минимальны.

Таким образом, грубо говоря, отношение окружной скорости лопаток к скорости входа газа $c_1$ должно составлять половину, чтобы

получить максимальный к. п. д. В этом и кроется одно из самых существенных затруднений для газовых турбин, так как скорость истечения газов в последних равна примерно 1 200—1 400 *м/сек*. Поэтому, чтобы получить оптимальный к. п. д., необходимо работать с окружной скоростью порядка 550 — 650 *м/сек*. Но эта скорость предъявляет слишком большие требования к прочности диска, и поэтому до сих пор еще не решаются работать с дисками при таких скоростях. Максимальная окружная скорость в паровых турбинах составляет около 400 *м/сек*. В газовых турбинах приходится учитывать влияние высокой температуры на прочность диска, и поэтому затруднительно работать с окружной скоростью свыше 250—300 *м/сек*. Турбина Хольцварта работала с окружной скоростью порядка 200 *м/сек*. Отсюда видно, насколько неблагоприятно соотношение $\frac{u}{c_1}$ для газовых турбин.




Фиг. 41.

Если бы мы могли осуществить турбину с окружной скоростью 500 *м/сек*, то газовые турбины уже давно бы широко внедрились в промышленность.

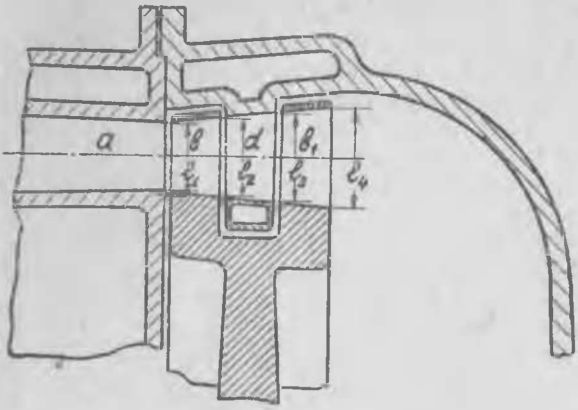
Для хрупких сталей особенно опасны всякого рода внезапные изменения нагрузки, а в работе газовых турбин таких внезапных изменений нагрузок значительно больше, чем в паровых турбинах, так как всегда возможны случайные взрывы в камере сгорания и как следствие этого увеличенный импульс на лопатки, вибрация диска и вала. Для паровых турбин высокие скорости не являются необходимыми, так как применением большего или меньшего числа ступеней давления всегда можно эти скорости уменьшить. В газовых же турбинах высокие окружные скорости (при существующих схемах турбин) по существу являются неизбежными. Поэтому требования на материал должны быть изменены сравнительно с требованиями, какие предъявляются паротурбинной практикой.

Недопустимость больших окружных скоростей является одним из самых больших препятствий в конструировании и в проблеме газовой турбины вообще.

Вычтя потери $\Delta d$; $\Delta s$; $\Delta a$ из располагаемой работы турбины $L_0$, получим выражение для работы на окружности колеса $L_u$:

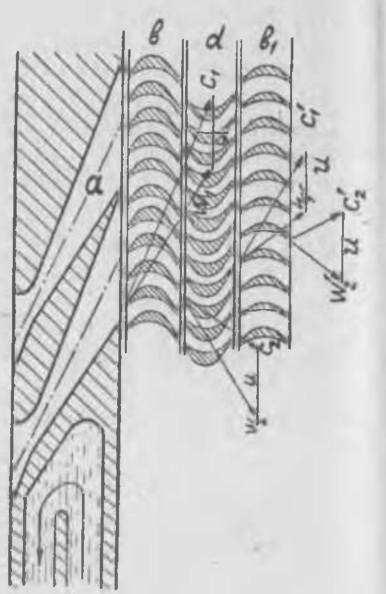
$$L_u = L_0 - \Delta d - \Delta s - \Delta a.$$

Ввиду того что все-таки приходится работать в области малых отношений скоростей $\frac{u}{c_1}$, считаясь с надежными окружными скоростями при имеющихся материалах, то невольно возникает вопрос об использовании потерь с выходной скоростью $\Delta a$. При больших значениях выходной скорости $c_2$ ее можно использовать дальше, т. е. получить добавочную энергию в виде работы на колесе, сделав только соответствующее приспособление, т. е. возникает вопрос о применении так называемой турбины с двумя ступенями скорости, или колес Кертиса.



Фиг. 42.

**а) Турбины со ступенями скорости.** На фиг. 42 показаны сопловой аппарат $a$ и первый ряд рабочих лопаток $b$, при выходе из которых газ имеет некоторую относительную скорость $w_2$ и абсолютную скорость $c_2$, т. е. ту самую скорость, которая обычна для одноступенчатых колес. Вместо того чтобы скорости $c_2$ дать рассеяться в выхлопном патрубке турбины, пристраивают направляющий аппарат $d$, представляющий собой те же лопатки, но повернутые на 180°. Струя, попадая со скоростью $c_2$ в направляющий аппарат, поворачивается и выходит с некоторой скоростью $c_1'$, с которой она поступает на второй ряд рабочих лопаток $b_1$. Таким образом оба ряда рабочих лопаток движутся в направлении окружной скорости, а направляющий аппарат $d$, неподвижно прикрепленный к корпусу турбины, служит для поворота струи газа.



Фиг. 43.

В случае постановки второго ряда рабочих лопаток получается некоторая дополнительная работа за счет использования выходной скорости $c_2$. Для двухступенчатой конструкции кривая изменений к. п. д. займет положение, указанное на фиг. 44 пунктиром.

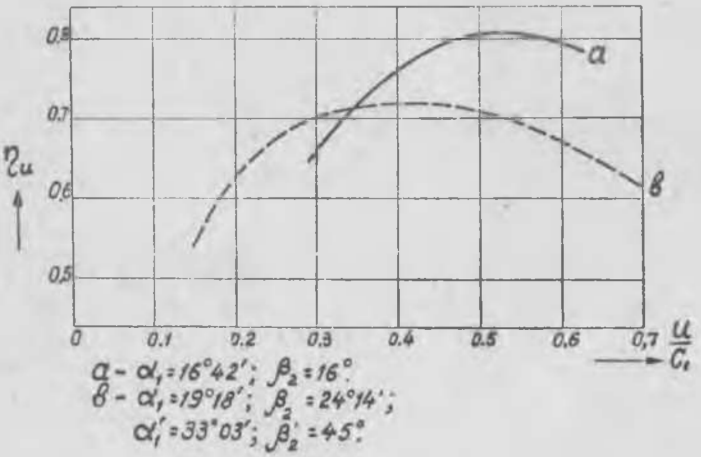
Рассмотрим, каким образом определить для многоступенчатого колеса к. п. д. на окружности $\eta_u$.

Ввиду того что нет никакого принципиального отличия работы второго ряда лопаток от работы лопаток первого ряда, можно сказать, что работа на окружности колеса второго ряда лопаток выразится через соответствующие проекции абсолютных скоростей, но уже для этого ряда. Поэтому, если последовательно изобразить отдельно скоростной треугольник для входа и выхода первого ряда и то же самое для второго ряда этих лопаток, получим фиг. 45.

Для скоростных треугольников второго ряда лопаток все обозначения принимаются со знаком прим.

Работа на окружности первого ряда лопаток изображается известной нам формулой:

$$L_{u_1} = \frac{u}{g}(c_1 \cos\alpha_1 + c_2 \cos\alpha_2).$$




Фиг. 44.

При введении обозначения суммы проекций $\bar{c}_1$ (фиг. 40) получим

$$L_{u_1} = \frac{u\bar{c}_1}{g}.$$

Скоростные треугольники второго ряда лопаток принципиально ничем не отличаются от первого. Поэтому работа на окружности колеса второго ряда лопаток

$$L_{u_2} = \frac{u}{g}(c_1' \cos\alpha_1' + c_2' \cos\alpha_2') = \frac{u\bar{c}_2}{g},$$

или, введя сумму проекции $\bar{c}_2$ (фиг. 45), получим:

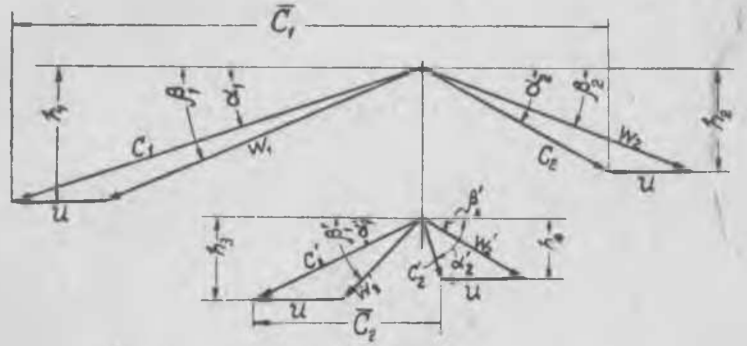
$$L_{u_2} = \frac{u\bar{c}_2}{g}.$$

Суммарная работа на окружности колеса Кертиса равна

$$L_u = \frac{u}{g}(\bar{c}_1 + \bar{c}_2).$$

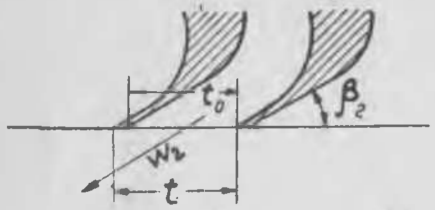
Следовательно, относительный к. п. д. на окружности колеса

$$\eta_u = \frac{L_u}{L_0} = \frac{u}{g} \cdot \frac{\bar{c}_1 + \bar{c}_2}{\frac{c_1^2}{2g\varphi^2}} = 2\varphi^2 \frac{u(\bar{c}_1 + \bar{c}_2)}{c_1^2}. \quad (121)$$




Фиг. 45.

Высота лопаток непрерывно меняется, как показано на фиг. 43. Это объясняется тем, что расход остается одним и тем же, а скорость все время уменьшается. Следовательно, высота лопаток должна увеличиваться для того, чтобы пропустить беспрепятственно тот же самый расход газа.




Фиг. 46.

На фиг. 46 в крупном масштабе изображена выходная часть рабочей лопатки. Предположим, что первый ряд рабочих лопаток имеет угол выхода $\beta_2$ и относительную скорость потока струи $w_2$. Шаг лопатки обозначим через $t$, а проходной размер лопатки — через $t_0$.

Отношение $\frac{t}{t_0}$ и есть так называемый коэфициент сужения струи, или коэфициент загромождения сечения лопатками и обозначается через $\tau$:

$$\tau \approx 1{,}1 \div 1{,}2.$$

Отношение дуги, омываемой газами, ко всей длине окружности называется парциальностью:

$$\varepsilon = \frac{\text{дуга, омываемая газами}}{\text{длина окружности диска}}.$$



Парциальность получается потому, что сопла расположены не по всей окружности, а на некоторой доле ее. Для газовых турбин это частое явление. Общая выходная площадь всех лопаток изобразится следующим образом:

$$f_2 = l_2 \cdot t_0 \cdot \sin\beta_2 \cdot z \cdot \varepsilon,$$

где $l_2$ — длина лопатки; $z$ — число каналов по всей окружности. Произведение $z\varepsilon$ даст число каналов, через которые идет газ. Заменяя $t_0$ через $\frac{t}{\tau}$, получим

$$f_2 = \frac{l_2 \cdot t \cdot z \sin\beta_2 \varepsilon}{\tau}, \text{ но } zt = \pi D.$$

Поэтому площадь выхода первого ряда рабочих лопаток

$$f_2 = \frac{\pi D \cdot l_2 \sin\beta_2 \varepsilon}{\tau_2}. \quad (122)$$

Обозначив площадь выхода из направляющего аппарата через $f_3$, получим

$$f_3 = \frac{\pi D \cdot l_3 \cdot \sin\alpha_1' \varepsilon}{\tau_3}.$$

Если не считаться с некоторым рассеиванием на концах, то $\varepsilon$ можно считать постоянным.

Напишем уравнение расхода по выходному сечению для сопла первого ряда направляющего аппарата и второго ряда лопаток. Так как вообще $G = \frac{fc}{v}$, то, подставив соответствующие значения $c$ и $f$, получим

$$G = f\frac{c}{v} = \frac{\pi D \cdot l_1 \cdot \sin\alpha_1 \cdot c_1 \varepsilon}{\tau_1 \cdot v_1} = \frac{\pi D \cdot l_2 \cdot \sin\beta_2 w_2 \cdot \varepsilon}{\tau_2 \cdot v_2} =$$

$$= \frac{\pi D \cdot l_3 \cdot \sin\alpha_1' c_1' \varepsilon}{\tau_3 \cdot v_3} = \frac{\pi D \cdot l_4 \cdot \sin\beta_2' w_2' \varepsilon}{\tau_4 \cdot v_4}. \quad (123)$$

Из этого равенства и определим длины кромок, причем одной из величин придется задаться. Преобразуем этот ряд равенства, полагая, что $\tau_1 = \tau_2 = \tau_3 = \ldots$ и заменяя $c_1 \cdot \sin\alpha_1 = h_1$; $w_2 \cdot \sin\beta_2 = h_2$; $c_1' \cdot \sin\alpha_1' = h_3$ и $w_2' \cdot \sin\beta_2' = h_4$ (фиг. 45).

После сокращения получим следующий ряд равенств:

$$\frac{l_1 h_1}{v_1} = \frac{l_2 h_2}{v_2} = \frac{l_3 h_3}{v_3} = \frac{l_4 h_4}{v_4} = \text{const}. \quad (124)$$

Из формулы (124) определяются длины кромок лопаток, причем одной (обычно $l_1$) задаются.

В практике паровых турбин $l_1 \approx 10 \div 15$ *мм*.

Вообще же говоря, для этого размера должен быть определенный оптимум. Это утверждение следует из таких соображений: чем

больше величина $l_1$, тем меньше величина парциальности [формула (122)], а это, как увидим ниже, увеличивает потери на вентиляцию и концевые потери.

Уменьшение же $l_1$ (для определенных мощностей турбин) при сохранении абсолютных величин зазоров $\delta$ (фиг. 68) увеличивает процентное отношение мертвого газа, подсосанного через зазоры эжекционным действием струи, к рабочему газу, что понижает к. п. д. колеса.

Абсолютная величина зазора $\delta$ не может быть сделана меньше 1,5—2 *мм* из-за эксплоатационных условий монтажа и надежности работы.

Поэтому при величине $l_1 = 5$ *мм* мы имеем крайне невыгодное соотношение между общей площадью зазора $2\delta$ и проходной площадью $l_1$. Таким образом обе величины $l_1$ и $\varepsilon$ влияют противоположно, а следовательно, должен быть где-то оптимум. Ниже мы этот вопрос разберем подробнее (см. фиг. 68).

Для турбин большой мощности все эти соображения в основном отпадают, так как для таких турбин можно считать $\varepsilon = 1$.

**б) Методы расчета колеса Кертиса.** Остановимся на вопросе о методах расчета колеса с несколькими ступенями скорости, т. е. колеса Кертиса. Основные положения мы установили раньше. Остается разрешить вопрос, каким образом выбрать конфигурацию лопаток для того, чтобы получить оптимальный к. п. д. на окружности колеса; к. п. д. двухступенчатого колеса зависит от треугольников скоростей, т. е. от углов входа и выхода рабочих и направляющих лопаток. Ввиду того что имеется возможность большого числа вариаций в выборе углов, что затрудняет подбор их для получения максимального к. п. д., нужно установить такую методику, которая дала бы возможность с наименьшей затратой времени получить достижимые оптимальные соотношения.

Метод Вагнера основан на том, что задаются последовательно углами выхода из всех лопаток: из первой рабочей лопатки, из направляющего аппарата и из второй рабочей лопатки (фиг. 42 и 45). Таким образом задаются заранее углами $\alpha_1$; $\beta_2$; $\alpha_1'$ и $\beta_2'$.

Для того чтобы получить более или менее плавное очертание лопаточного профиля колеса, рекомендуется выбирать эти углы в некоторой арифметической прогрессии, т. е. примерно 25° — 30° — 35° — 40°, или 20° — 28° — 36° — 44° и т. д. Зная эти углы, нетрудно подсчитать и к. п. д. Задачей расчета диска Кертиса является не определение к. п. д., а нахождение зависимости к. п. д. на окружности колеса от отношения $\frac{u}{c_1}$.

Задаваясь некоторой прогрессией углов выхода из всех лопаток, нетрудно построить треугольники скоростей. Зная $c_1$ $\alpha_1$ и $u$, вычерчиваем первый скоростной треугольник (фиг. 45). Определяем $w_1$ и одновременно с этим получаем угол $\beta_1$, по сумме $(\beta_1 + \beta_2)$ и $w_1$ находим значение коэфициента скорости $\psi$. Зависимость $\psi$ от $(\beta_1 + \beta_2) = 180 - \Theta_1$ и $w_1$ дана ниже (фиг. 53а и 55а).

Таким образом второй скоростной треугольник получается по значениям $\beta_2$, $u$ и скорости $w_2$. Из него находим абсолютную ско-

рость выхода $c_2$ и одновременно с этим угол $\alpha_2$ (угол входа в направляющий аппарат). В направляющем аппарате происходит поворот струи, причем этот поворот сопровождается потерей скорости, т. е. скорость входа на второй ряд рабочих лопаток меньше скорости $c_2$. Треугольник входа на второй ряд рабочих лопаток строится следующим образом: направление скорости $c_1'$ (т. е. угол $\alpha_1'$) известно, самую скорость $c_1'$ мы находим в зависимости от угла поворота $\Theta_2$ в направляющем аппарате. По углу поворота $\Theta_2 = \alpha_1' + \alpha_2$ и по $c_2$ находим новое значение коэфициента скорости $\psi_2$, который соответствует потере скорости в направляющем аппарате. Зная коэфициент $\psi_2$, находим $c_1' = c_2\psi_2$. Имея $c_1'$, строим треугольник входа во второй ряд лопаток и получаем относительную скорость входа $w_1'$ и угол входа $\beta_1'$. По углу $\beta_1'$ и $\beta_2'$ находим угол поворота $\Theta_3$ уже во второй рабочей лопатке, а следовательно (так как $w_1'$ известно), и скоростной коэфициент $\psi_3$, а по нему определяется относительная скорость выхода из второго ряда лопаток. С этим значением $w_2'$ достраиваем треугольник выхода из второго ряда рабочих лопаток.

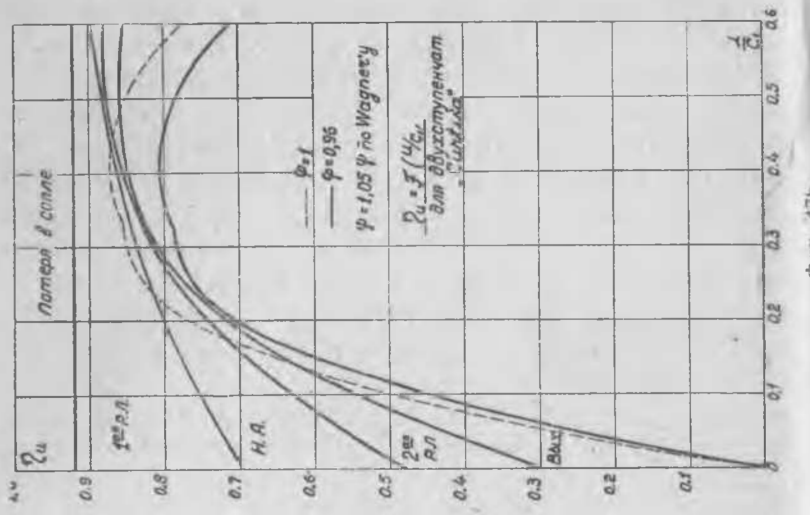
Таким образом, построив все скоростные треугольники, можем определить к. п. д. на окружности колеса, зная сумму проекций $\bar{c}_1 + \bar{c}_2$:

$$\eta_u = 2\varphi^2 \frac{u(\bar{c}_1 + c_2)}{c_1^2}.$$

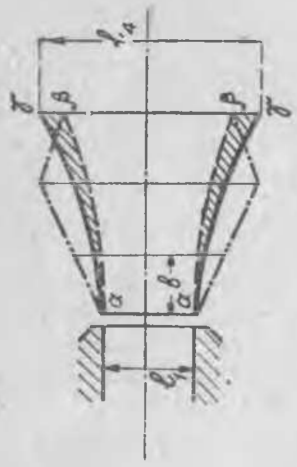
Этот подсчет придется произвести для нескольких значений $\frac{u}{c_1}$, именно, полагая скорость $c_1$ постоянной, изменяем скорость $u$, и проделав некоторое количество параллельных подсчетов, можем построить по точкам функциональную зависимость к. п. д. на окружности колеса от отношения $\frac{u}{c_1}$, т. е. получаем участок кривой, которую и можем использовать для дальнейших подсчетов всего колеса в целом (фиг. 44, пунктирная кривая).

Неудобство этого метода заключается в том, что при неудачном выборе углов можно получить конструктивно невыполнимый профиль, т. е. нарастание длины кромок лопаток будет заведомо неблагоприятно с точки зрения протока газа. Действительно, можно получить профиль колеса с очень большой степенью расширения $\left(\frac{l_4}{l_1} > 4 \div 5\right.$, фиг. 47); естественно, очень трудно ожидать правильного потока струи в таких каналах. Для того чтобы струя могла расшириться в радиальном направлении, необходим импульс в том же направлении. Этот радиальный импульс может создаться от давления внутри средней части струй, где давление должно быть больше, чем в струйках на периферии. Вследствии этого получается неравномерный удельный вес газа по высоте лопаток. Чем больше расширение $\left(\frac{l_4}{l_1}\right)$, тем меньше вероятность его заполнения.

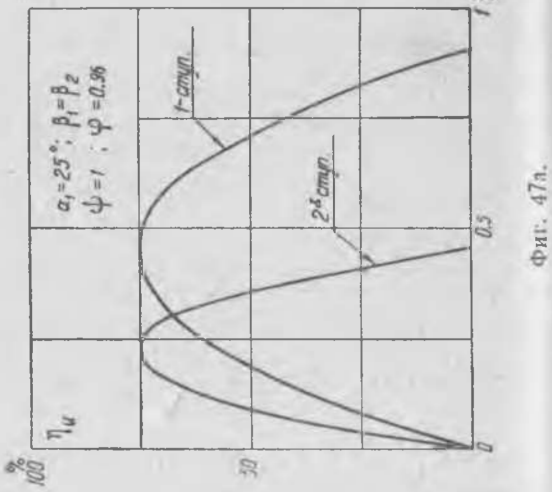
В таких случаях получаются мертвые мешки, струи газа пойдут по пути, показанному пунктиром, а заштрихованная площадь (фиг. 47) будет заполнена мертвым газом, и поэтому все расчеты не будут соответствовать действительности. Относительно количественной зависимости для степени расширения каких-либо расчетов пока не имеется; не имеется и указаний относительно степени расширения




Фиг. 47b.



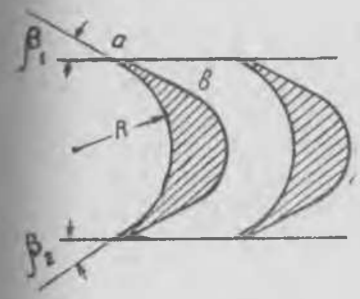

Фиг. 47.



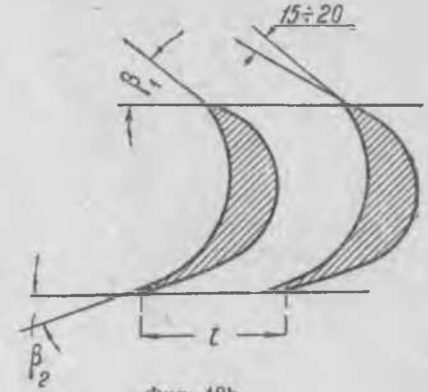

Фиг. 47a.

лопаток для двухступенчатого колеса Кертиса. Обычно отношение последней выходной кромки лопатки $l_4$ к высоте сопла $l_1$ устанавливается в пределах от 2 до 3. Но естественно, что это соотношение можно изменить, если пойти на изменение ширины лопаток.

Действительно, само протекание кривой $\alpha\beta$ на фиг. 47 будет зависеть не только от отношения $\frac{l_4}{l_1}$, но и от ширины лопатки $b$. Увеличивая ширину лопатки $b$, мы создаем более спокойное протекание газа. Но вопрос правильности выбора ширины $b$ остается еще невыясненным. Нужно сказать, что в современных крупных паровых турбинах ширина лопатки $b$ значительно больше, чем она была лет пять назад. Современные конструкции идут на чрезвычайное расширение лопатки независимо от ее длины. Лопатки ступеней высокого давления турбины приобретают странный вид, потому что ширина лопатки $b$ от 2 до 1,5 раза больше, чем ее длина $l$. Эта тенденция уширять лопатки объясняется тем, что движение лопатки вперед зависит от разности давлений на вогнутой и выпуклой частях лопатки. Эта разность удельных давлений будет тем меньше, чем больше ширина лопатки. С увеличением ширины лопаток, несмотря на увеличение длины пути газовой струи, которое как будто должно было бы привести к увеличению гидравли-




Фиг. 48a.




Фиг. 48b.

ческих потерь, мы фактически имеем их уменьшение за счет более плавного закругления и меньшего удельного давления на лопатке. Поэтому коэфициент $\psi$ имеет большее значение для широких лопаток[1]. Опыты, проделанные до настоящего времени, несколько противоречивы, хотя при систематизации их получается закономерное увеличение коэфициента скорости при расширении лопатки. При конструировании газовой турбины, конечно, нужно обратить внимание на широкие лопатки, и останавливаться на стандартной лопатке, которая встречалась несколько лет назад, нельзя.

Одновременно с этим нужно заметить следующее обстоятельство: коэфициент скорости $\psi$ для одноступенчатого колеса имеет сравнительно небольшое влияние на к. п. д. $\eta_u$, что видно из формулы:

$$\eta_u = 2\varphi^2(1+\psi)\left(\cos\alpha_1 - \frac{u}{c_1}\right)\frac{u}{c_1},$$

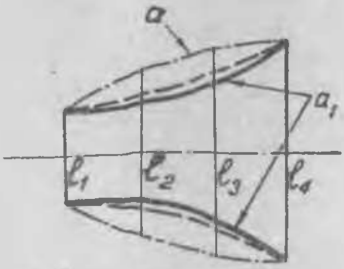
т. е. коэфициент скорости $\psi$ влияет не как сомножитель, а как некоторое слагаемое, входящее в сумму, например, если у нас $\psi = 80\%$ вместо $92\%$, то влияние его скажется падением $\eta_u$ примерно на $6\%$.

Для двухступенчатого колеса это влияние примерно в 3 раза больше, т. е. если изменение коэфициента $\psi$ на $10\%$ в одноступен-

[1] Burghauser см. Forsch. a. d. Geb. d. Ind. 1932, Bd. 3 № 2, s. 83 провел опыты, где разделил трение о лопатку от вихревых потерь и пришел к малому значению трения и рекомендует широкую лопатку.

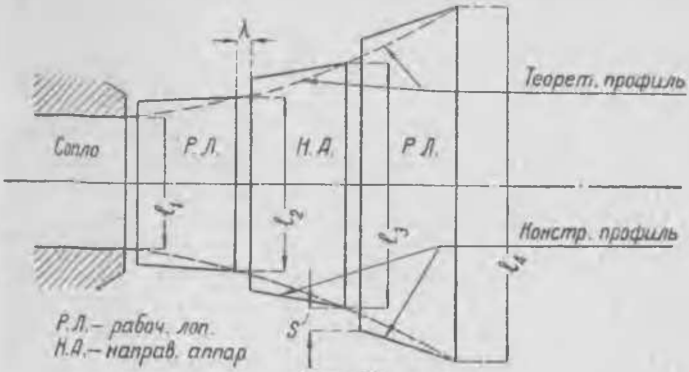
чатом колесе скажется в изменении $\eta_u$ на 5%, то для двухступенчатого колеса изменение $\eta_u$ будет равно 15%[1]. В теоретическом случае, когда $\psi = 1$, оба колеса сравниваются в отношении максимальных значений к. п. д. на окружности. Взаимное расположение кривых $\eta_u = f\left(\frac{u}{c_1}\right)$ в этом случае показано на фиг. 47a, откуда видно, что для двухступенчатого диска Кертиса получается тот же $(\eta_u)_{max}$ при половинном значении окружной скорости

$$\left(\frac{u}{c_1}\right)_{\text{II ст.}} = \frac{1}{2}\left(\frac{u}{c_1}\right)_{\text{I ст.}}.$$



Фиг. 49.

Поэтому необходимо обратить внимание на коэфициент скорости, имеющий существенное значение для повышения к. п. д. Общая картина распределения потерь в колесе Кертиса дана на фиг. 47b; расчет проведен для определенного профиля (см. фиг. 50 и метод расчета автора). При конструировании колеса Кертиса для газовой турбины нужно исследовать влияние коэфициента скорости на лопатки не только в зависимости от ширины $b$, но и в зависимости от самого профилирования лопатки. При профилировании лопатки приходится широко пользоваться паротурбинной практикой.



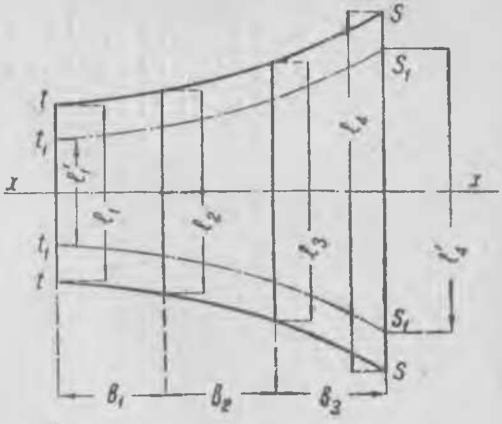
Фиг. 50.

Лопатки паровой турбины раньше профилировались таким образом, что входная и выходная кромки лопаток представляли некоторое острие (фиг. 48a), образованное прямолинейным участком $ab$ и цилиндрической поверхностью радиуса $R$. Теперешние лопатки паровых турбин имеют другую конфигурацию. Входная кромка не имеет параллельного участка, так что, проводя касательную к внутренней поверхности и к выпуклой поверхности лопатки, получаем две пересекающихся под углом около 15° — 20° плоскости (фиг. 48b), причем сама кромка несколько скруглена. Таким образом в конфигурации лопаток наблюдается тенденция к обтекаемым профилям;

[1] Почему широкие лопатки чаще встречаются в колесах Кертиса ср. фиг. 71; не малую роль в случае парциального колеса играет и прочность лопаток на вибрацию.

реактивные лопатки в наибольшей степени приближаются к этому профилю. Как мы уже видели, вышеуказанный метод расчета углов и скоростей неудобен тем, что нет гарантии получения каких-либо неконструктивных профилей.

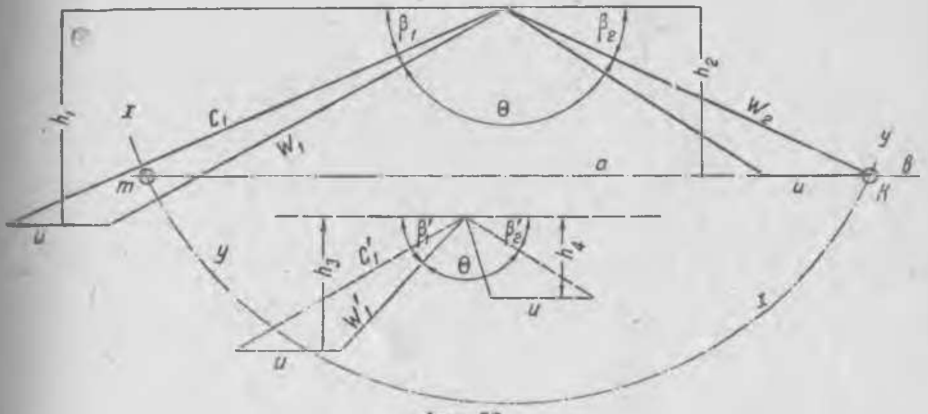
Такой профиль может получиться за счет определенной последовательности углов, неудачно выбранных. Метод автора исходит не из углов, а непосредственно из самого профиля[1]. Выбирая определенную степень расширения кромок $q = \frac{l_4}{l_1}$, мы можем лишь в сравнительно узких пределах изменять конфигурацию профиля, что показывает фиг. 49.



Фиг. 51.

Таким образом вариаций при выборе профиля меньше, чем при выборе углов. Задача заключается в определении наиболее экономичной конфигурации.

Мы будем различать теоретический и конструктивный меридиональные профили. Теоретический профиль не имеет зазоров $\delta$ и $\lambda$ и нанесен на фиг. 50 пунктиром. Конструктивный профиль получается из теоретического введением зазоров $\delta$ и $\lambda$, причем оба профиля имеют одну и ту же длину выходных кромок лопаток ($l_1$; $l_2$; $l_3$; $l_4$), длины же входных кромок различны, что видно на фиг. 50.

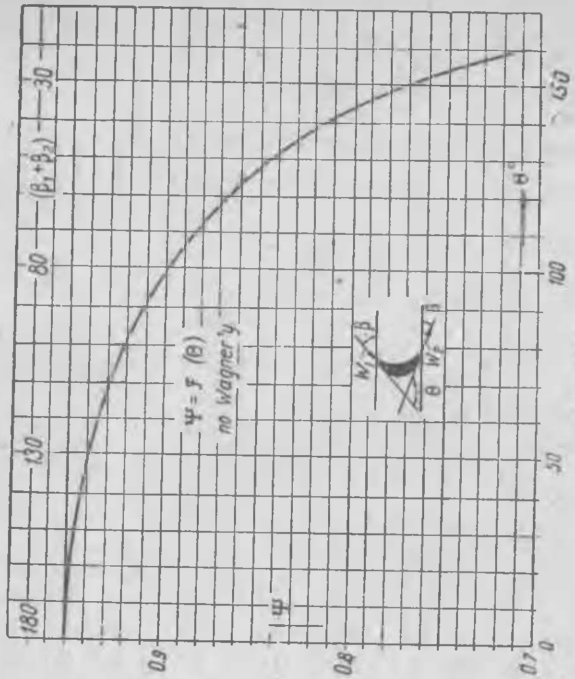


Фиг. 52.

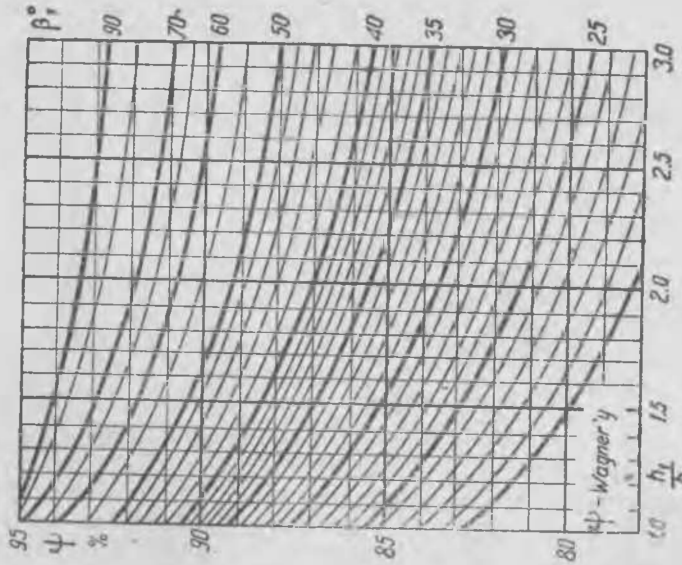
Наша задача сводится к нахождению для определенного профиля к. п. д. на окружности колеса, для чего необходимо построить треугольники скоростей. Единственное требование, предъявляемое при этом к профилю — это плавность его очертания (фиг. 51).

[1] См. Тепло и Сила 1928 г. № 2.

выбранном отношении $\frac{u}{c_1}$. Этот треугольник вполне определяется




Фиг. 53а.

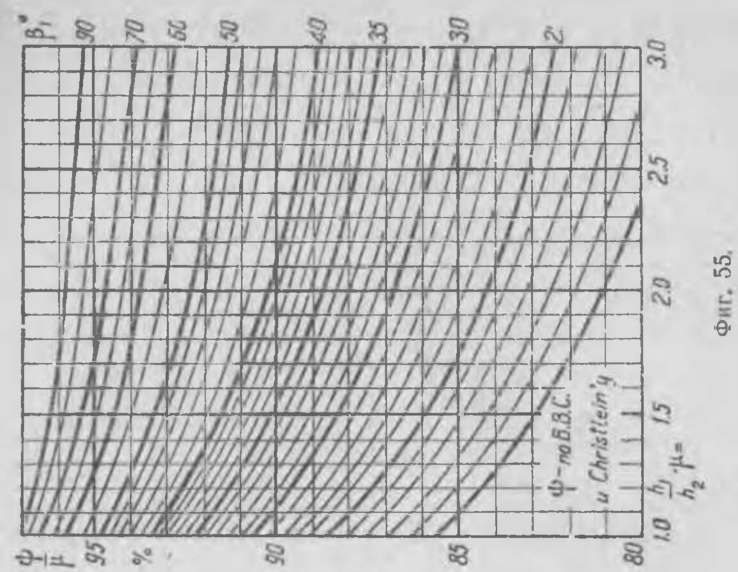



Фиг. 53.

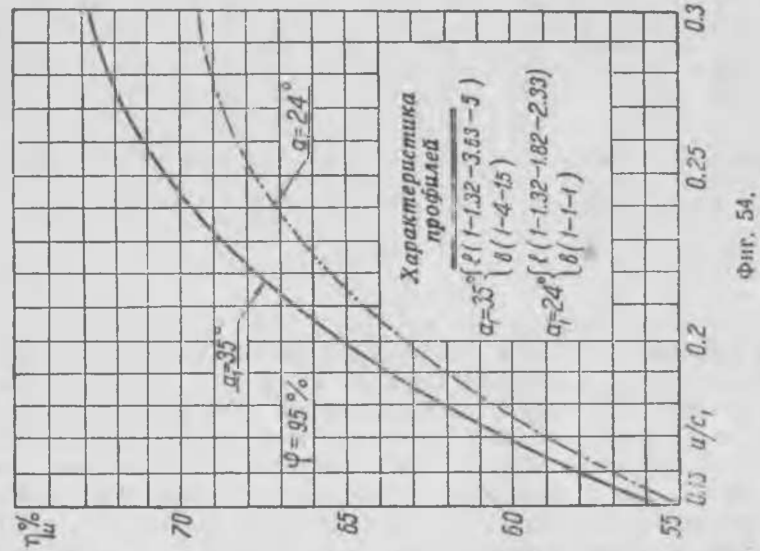
так как величина $c_1$ получается из пределов рабочего процесса колеса Кертиса. Точно ее приходится определять только при же-



нии учитывать переменность $\psi$ от скорости $w_1$, если же считаться только с зависимостью $\psi$ от угла поворота $\theta$, то $c_1$ можно взять произвольным вектором и вычислить его впоследствии при подсчете проходных сечений турбины. Итак, во входном треугольнике




Фиг. 55.




Фиг. 54.

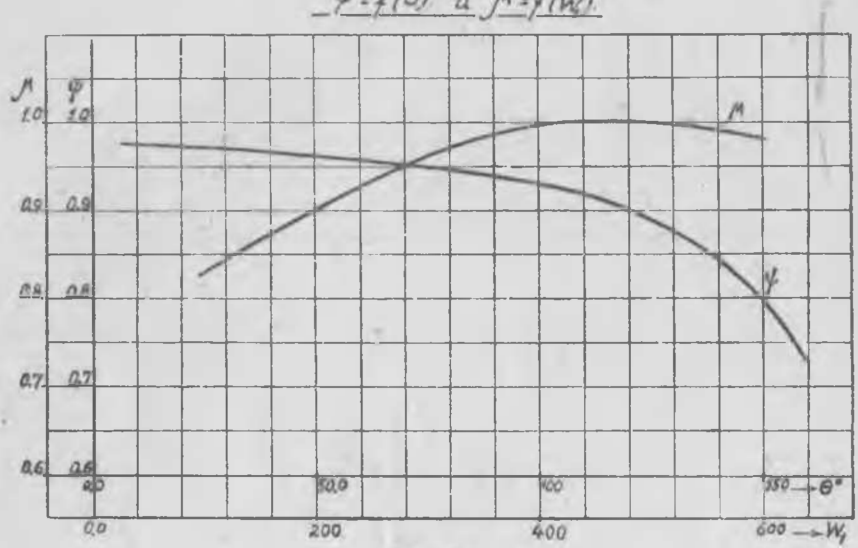
нам известны $\alpha_1$, $c_1$ и $u$; строим его и определяем величину $h_1$. Пользуясь формулой (124), находим последовательно

$$h_2 = \frac{l_1 h_1 v_2}{l_2 v_1}; \quad h_3 = \frac{l_1 h_1 v_3}{l_3 v_1}$$

и т. д.

const, это допущение скажется

процентов на 15 — 25 больше, чем у теоретического, соответственно изменятся и отношения $\frac{l_2}{l_1}$; $\frac{l_3}{l_1}$. Искажение профиля можно ориентировочно учесть заранее, взяв в теоретическом профиле несколько меньшее отношение $\frac{l_4}{l_1}$. Определив $h_2$, проводим горизонталь $ab$, как показано на фиг. 52. Теперь мы должны выбрать такой угол $\beta_2$,




Фиг. 55а.

чтобы конец вектора $w_2 = \psi_1 w_1$ попал как раз на горизонталь $ab$. Таких углов может быть два соответственно точкам $k$ и $m$ пересечения кривой $xy$ с горизонталью $ab$. Кривая $xy$ есть геометрическое место концов векторов в зависимости от угла $\beta_2$ (кривая $w_2 = \Phi(\beta_2)$ в полярных координатах). Поставив дополнительное требование, чтобы угол $\beta_2$ был меньше 90°, получим единственное решение: точку $k$. Конечно, постройка треугольников была бы очень кропотлива, если мы каждый раз строили хотя бы участок кривой $xy$. Но это неудобство можно обойти следующим образом: величины $\beta_1$, $\beta_2$ и $\frac{h_1}{h_2}$ связаны следующими уравнениями:

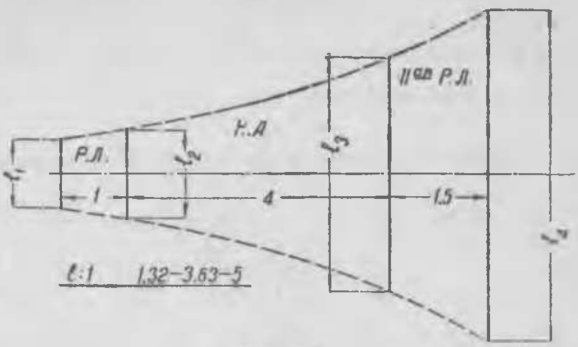
$$\frac{h_1}{h_2} = \frac{\sin \beta_1}{\psi_1 \sin \beta_2} \text{ и } \psi_1 = f(\beta_1 + \beta_2), \qquad (125)$$

аналитическое решение этих уравнений невозможно. Соединяя два вышенаписанных уравнения в одно, имеем

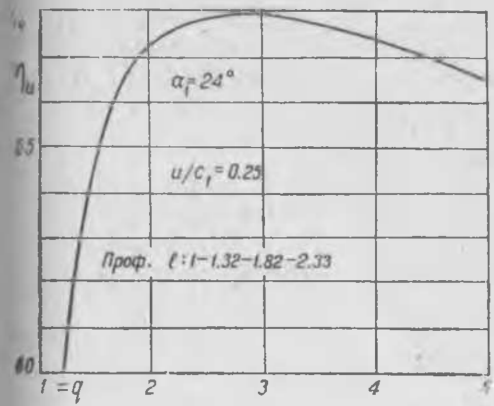
$$\frac{h_1}{h_2} = f(\beta_1; \psi_1) \text{ или } \psi_1 = \chi\left(\frac{h_1}{h_2}; \beta_1\right),$$

где символы $f(\,)$ и $\chi(\,)$ представляют неизвестного вида функции, легко определяемые графически.

Возьмем $\beta_1 = \text{const}$, будем задаваться различными значениями $\beta_2$ и по диаграмме фиг. 53а [формула (125)] будем находить $\psi$. Далее строят несколько кривых $\psi = \chi\left(\frac{h_1}{h_2}\right)$ для различных $\beta_1$. Получим диаграмму, представленную на фиг. 53. Нахождение точки $k$ при помощи такой диаграммы очень упрощается: по входному треугольнику имеем $\beta_1$; зная $\beta_1$ и $\frac{h_1}{h_2}$ по номограмме фиг. 53 находим $\psi$, умножая $\psi_1$ на $w_1$ (эта величина берется из треугольников входа), находим $w_2 = \psi w_1$, и засекая дугу радиусом $w_2$ из центра $O$ (фиг. 52), получим точку $k$ и, достраивая треугольник выхода, получим $\alpha_2$ и $c_2$.




Фиг 56.




Фиг. 57.

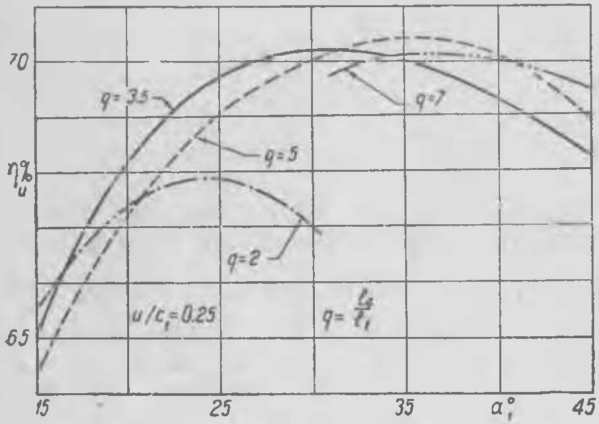
Для построения треугольника входа для второй ступени поступаем также, пользуясь фиг. 53; только вместо $\beta_1$ берем $\alpha_2$ и вместо $\frac{h_1}{h_2}$ берем $\frac{h_2}{h_3}$, находим (из фиг. 53) $\psi_2 = f(\alpha_2 + \alpha_3)$, и следовательно, $c_1' = \psi_2 c_2$ и т. д.

По фиг. 53 можно было бы находить $\beta_2$, а не $\psi$, но нахождение $\psi$ дает более точную фиксацию точки $k$, чем угол $\beta_2$. Угол же определяется по чертежу только для наивыгоднейшего треугольника, а не для всех. Фиг. 52 рекомендуется чертить в достаточно крупном масштабе, но не чрезмерном, так как должно иметься соответствие между масштабом скоростных треугольников и масштабом шкал фиг. 53. Масштаб, приведенный на на фиг. 53, достаточен для $c_1 = 250$ *мм*; брать же для вектора $c_1$

большим размер нет никакой надобности. Диаграмма фиг. 53 годится для $\psi$, не зависящего от скорости $w_1$; при ее построении взято $\psi$ по Вагнеру (фиг. 53а). На фиг. 54 изображены кривые для двухступенчатого колеса, на этой же фигуре приведены данные, на основании которых производилось построение.

Таким образом, рассчитывая диск Кертиса вышеприведенным методом, мы гарантированы от получения неконструктивных профилей, и кривая во всех своих точках вполне выполнима.

При желании учитывать влияние скорости $w_1$ на коэфициент $\psi$ можно пользоваться фиг. 55. Имеем $\beta_1$; $w_1$; $\frac{h_1}{h_2}$, требуется найти $\psi$: умножаем отношение $\frac{h_1}{h_2}$ на поправочный коэфициент $\mu$, определяемый по фиг. 55*а*; по этой величине $\left(\frac{h_1}{h_2}\mu\right)$ находим $\frac{\psi}{\mu}$; откуда находим $\psi$ уже с учетом влияния относительной скорости $w_1$.



Фиг. 58.

В дальнейшем будем рассматривать только теоретический меридиональный профиль без зазоров $\delta$ и $\lambda$ (см. пунктирный профиль фиг. 50), т. е. в нашем профиле будет четыре кромки $l_1$; $l_2$; $l_3$; $l_4$. Сокращенно размеры профиля будем давать так: $l_1(1;\ 1{,}32;\ 3{,}63;\ 5) - b(1;\ 4;\ 1{,}5)$, т. е. кромки и ширину будем давать относительно первой лопатки.

На фиг. 56 дан вышеприведенный профиль.

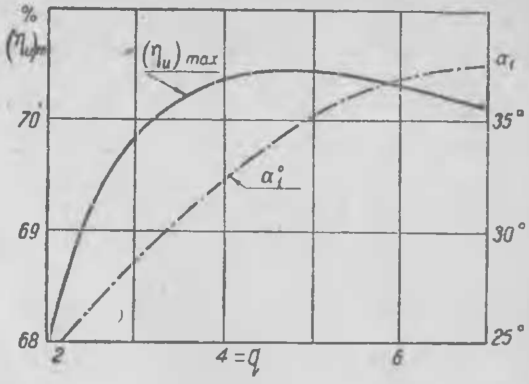
Дальнейшей задачей является определение наивыгоднейшей формы меридионального профиля, так как плавных профилей можно представить очень много. Так мы можем, оставляя $\frac{l_4}{l_1} = q$ постоянным, изменить внутреннее очертание (фиг. 49), можем менять отношение $\frac{l_4}{l_1} = q$, можем изменить ширину лопаток ($b_1$; $b_2$; $b_3$, фиг. 51) и, наконец, что собственно не относится к меридиональному профилю, можем изменить угол $\alpha_1$.

Остановимся на влиянии отношения $q$ при $b_1 = b_2 = b_3$.

Будем менять отношение $q$, не изменяя характера профиля, т. е. мы будем кривую $ts$ (фиг. 51) приближать или удалять от оси $xx$ так, чтобы $tt_1 = ss_1$. В новом пунктирном профиле будет другое отношение $\frac{l_4'}{l_1'} = \frac{s_1 s_1}{t_1 t_1}$, но очертание профиля не изменится.

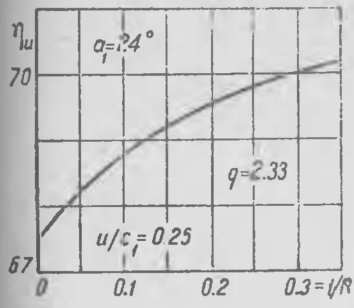
Делая подсчеты, получаем кривую, показанную на фиг. 57. При одинаковой ширине лопаток ($b_1 = b_2 = b_3$) и $\alpha_1 = 24°$ имеется максимум $\eta_u$, и наивыгоднейшее отношение $q$ лежит в пределах 2—3. Таким образом эта кривая дает ответ, почему не встречаются колеса Кертиса с отношением $q > 2{,}5$—3.

При более точном учете факторов надо считаться с влиянием угла $\alpha_1$ на оптимальное отношение $\frac{l_1}{t_1} = q$. Если считаться с тем же законом изменения коэфициента $\psi$, т. е. не учитывать влияния на $\psi$ крутого расхождения меридионального профиля, то получим следующее:



Фиг. 59.

Из профиля с $q = 5$ (фиг. 56) получено таким путем, как указано на фиг. 51, три профиля с величиной $q = 2$; 3,5 и 7 и для них просчитаны $\eta_u$ при $\frac{u}{c_1} = 0{,}25$ для разных углов $\alpha_1$. Результаты представлены на фиг. 58, из нее видно, что для каждого $q$ имеется свой наивыгоднейший угол $\alpha_1$; сводя максимальные значения $(\eta_u)_{max}$ в одну диаграмму, получим фиг. 59; наивыгоднейшее $q$ лежит в пределах от $q = 4$ до $q = 5$. Из этих же диаграмм можно заключить, что обычно встречающийся угол $\alpha_1 = 20° - 23°$ не является оптимальным во всех случаях, и его увеличение может оказывать благоприятное влияние на $\eta_u$.



Фиг. 60.

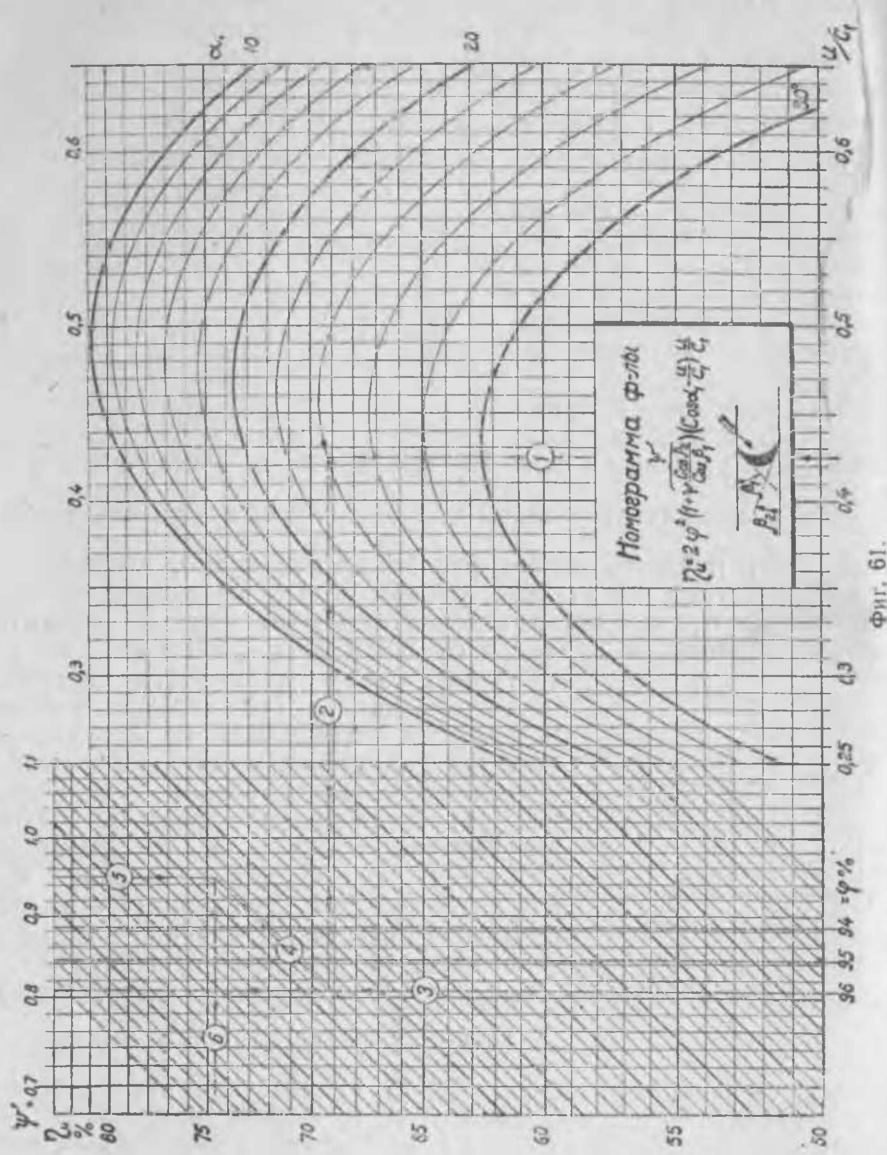
С увеличением кривизны профиля увеличивается к. п. д. на окружности колеса. Если принять ширину лопаток $b_1 = b_2 = b_3$ за единицу, $l_1$ сделать равной 1,5 таких единиц, а профиль очерчивать различными радиусами ($R$ от $\infty$ до 3) и измерять их той же единицей, то зависимость $\eta_u$ от кривизны $\frac{1}{R}$ представится кривой на фиг. 60. С увеличением кривизны профиля увеличивается выходной угол $\beta_2$ первой рабочей лопатки сравнительно с входным $\beta_1$, что влечет за собой увеличение коэфициента $\psi$ первой лопатки

Увеличивая угол $\alpha_1$ и давая большую кривизну профилю, можно уменьшить потерю в первой рабочей лопатке до 9% от располагаемого перепада вместо обычных 13—14%.

Колесо Кертиса является пока наиболее подходящей конструкцией рабочего колеса газовой турбины, и поэтому точ-

ный учет факторов, влияющих на его работу, крайне желателен [1].

Подсчеты $\eta_u$ для колеса Кертиса наиболее удобно делать графически, как изложено выше. Аналитический расчет даже для двух

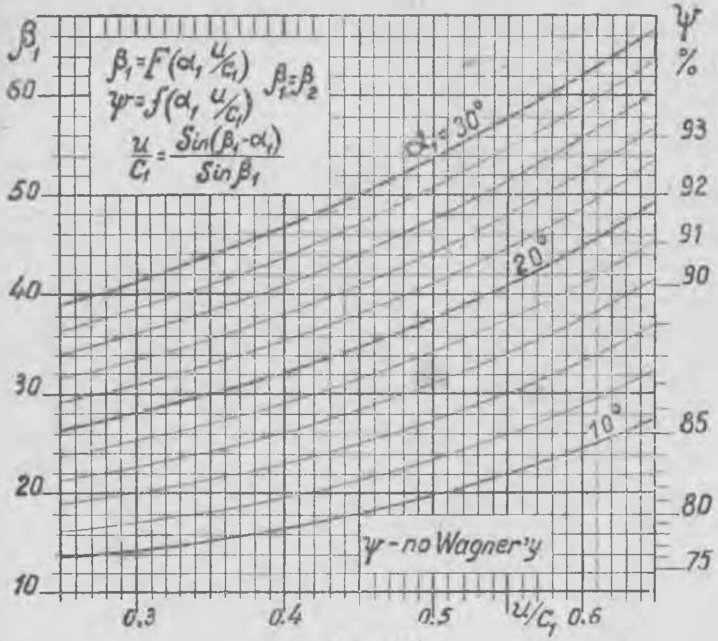



Фиг. 61.

ступеней настолько громоздок и не нагляден, что рекомендовать его трудно (см. работу Ганицкого „Расчет колеса Кертиса"), тем более, что в нем слишком сложно учитывать влияние перемен-

[1] Беллуццо в противоположность Хольцварту использует ступени давления, т. е. все зависит от качества конструкции.

ности $\psi$. Для одноступенчатого колеса и аналитический расчет не очень сложен, кроме того, в случае многократных подсчетов можно пользоваться номограммой, показанной на фиг. 61[1]. Порядок нахождения $\eta_u$ показан стрелками с цифрами: откладываем заданное $\frac{u}{c_1} = 0{,}425$, поднимаемся по вертикали *1* до заданного угла $\alpha_1 = 24$, от точки пересечения по горизонтали *2* идем до встречи с вертикалью *3*, соответствующей заданному коэфициенту $\varphi = 0{,}96$, по наклонной *4*—до встречи с вертикалью *5*, соответствующей заданному (или определенному по фиг. 62 и 63) коэфициенту $\psi' = 0{,}95$




Фиг. 62.

и на горизонтали *6* находим $\eta_u = 74{,}6\%$. На фиг. 62 и 63 дана номограмма для определения коэфициента $\psi' = \psi \frac{\cos \beta_2}{\cos \beta_1}$ (ординаты фиг. 63) $\psi$ взято по данным Вагнера. Порядок нахождения $\psi'$: по $\frac{u}{c_1}$ и $\alpha_1$ по фиг. 62 находим $\beta_1$ (левая шкала фиг. 62), по $\beta_1$ и $\beta_2$ на фиг. 63 находим $\psi'$. При равенстве $\beta_1 = \beta_2$ правая шкала фиг. 62 дает $\psi = \psi'$. Получив $\psi'$, по фиг. 61 находим $\eta_u$.

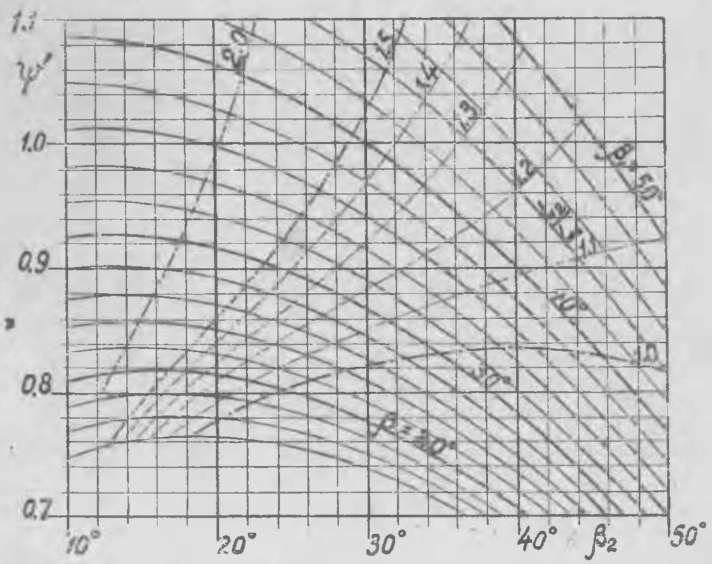
в) **Влияние трения диска о газ на $\eta_u$.** Коэфициент полезного действия на окружности колеса можно определить отношением мощностей $\eta_u = \frac{N_u}{N_0}$, если обозначим через $N_0$ мощность идеальной машины и $N_u$ — мощность на окружности. Мощность на валу

[1] Вестник Инженеров 1927 № 5 и 6 Вл. В. Уваров „Особенности расчета крупных активных турбин".

турбины $N_e$, так же как и мощность у втулки турбинного колеса $N_i$ будет меньше мощности на окружности $N_u$, так как часть мощности теряется на трение и прежде всего на трение диска турбины о газ. Чем меньше скорость колеса, тем меньше потерянная на трение мощность. Мощность у втулки, или внутренняя, иногда называется индикаторной мощностью. Но правильным названием для нее является внутренняя мощность.

Эффективная мощность меньше, чем внутренняя мощность, на величину трения подшипников и затрату мощности для приведения в действие различных вспомогательных механизмов (сервомотора и т. д.). Внутренняя мощность меньше, чем мощность на окружности колеса, на ту мощность, которую мы теряем на трение колеса о газ $N_r$, т. е.

$$N_i = N_u - N_r^*$$




Фиг. 63.

Величина потери мощности при трении диска о газ определяется экспериментально. Наша задача заключается в том, чтобы определить влияние $N_r$ на к. п. д., причем если мы обозначим идеальную мощность через $N_0$, то

$$\eta_u = \frac{N_u}{N_0} \quad \text{и} \quad \frac{N_i}{N_0} = \eta_i;$$

$\eta_i$ — внутренний относительный к. п. д. турбины.

Зависимость $\eta_i$ от величины работы трения

$$\frac{N_i}{N_0} = \eta_i = \frac{N_u - N_r}{N_0} = \eta_u - \frac{N_r}{N_0}. \qquad (126)$$

Механические потери, как и во всех двигателях, учитываются механическим к. п. д.

$$\frac{N_e}{N_i} = \eta_м.$$

Можно написать следующий ряд отношений:

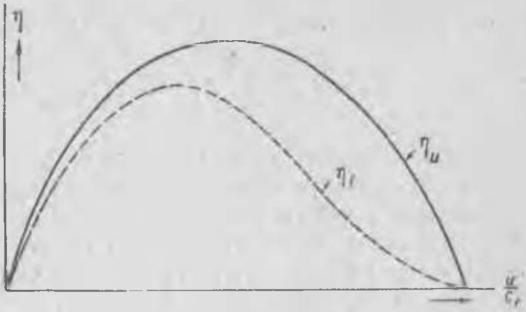
$$N_0 = \frac{N_i}{\eta_i}; \quad N_i = \frac{N_e}{\eta_м}; \quad \frac{N_i}{\eta_i} = \frac{N_e}{\eta_i \eta_м} = N_0.$$

Таким образом мы получили выражение идеальной мощности в зависимости от эффективной мощности. Подставляя эти значения в формулу (126), получаем

$$\eta_u = \frac{N_e}{N_i} \cdot \eta_i \cdot \eta_м = \eta_i; \quad \eta_i = \frac{\eta_u}{1 + \frac{N_e}{N_i}\eta_м}, \tag{127}$$

причем всегда $\eta_i < \eta_u$.

Эта формула дает зависимость внутреннего относительного к. п. д. от к. п. д. на окружности колеса с учетом трения. Как видим, коэфициент „внутри“ всегда меньше, чем коэфициент на „окружности“ колеса потому, что знаменатель представляет величину, большую единицы.




Фиг. 64.

Изменение внутреннего к. п. д. в зависимости от величины отношения $\frac{u}{c_1}$ показано на фиг. 64, причем хотя $\eta_i$ всегда меньше, чем $\eta_u$, но и оптимальное значение $\frac{u}{c_1}$ для $\eta_i$ всегда меньше, чем для $\eta_u$.

Таким образом трение уменьшает величину к. п. д., но, с другой стороны, уменьшает и оптимальное значение скорости $u$. Поэтому с учетом трения диска не всегда будет выгодно работать с $\frac{u}{c_1} = 0{,}5$. Стремясь получить больший к. п. д., мы стараемся получить отношение $\frac{u}{c_1}$ близким к 0,5 для одновенечного колеса; но увеличивая окружную скорость, мы тем самым увеличиваем трение диска и получаем ухудшение к. п. д. за счет трения. В результате подсчеты показывают, что большая окружная скорость вовсе уже не столь выгодна, так как начинает сильно сказываться влияние трения диска о газ. С другой стороны, стремление уменьшить трение диска вполне естественно, и в практике газовых турбин приходится считаться не столько с максимальными значениями $\eta_u$ (так как их

трудно достигнуть из-за больших $u$), сколько со значениями, соответствующими умеренным значениям $\frac{u}{c_1}$ около 0,2—0,25, и в этом случае переход к колесу Кертиса с двумя ступенями скорости дает определенную выгоду.

Формулы для определения величины трения — чисто эмпирические. Формула проф. Стодола (до 100 *м/сек* окружной скорости):

$$N_r = k\ [1{,}46\ D^2 + 0{,}83\ (1-\varepsilon) D l^{1{,}5}] \left(\frac{u}{100}\right)^3 \gamma^1. \qquad (128)$$

$k = 1$ для газа и воздуха и $k = 1{,}3$ для влажного пара;
$d$ — диаметр диска в *м*; $\varepsilon$ — парциальность;
$l$ — длина лопатки в *см*;
$u$ — окружная скорость в *м/сек*;
$\gamma$ — удельный вес среды в *кг/м*$^3$.

При полной парциальности ($\varepsilon = 1$) второй член обращается в нуль, и формула примет вид

$$N_r = k \cdot 1{,}46\ D^2 \left(\frac{u}{100}\right)^3 \gamma^1. \qquad (129)$$

Заменяя в формуле (129) $D^2$ через $n$ и $u$, по формуле $D = \frac{60\,u}{\pi n}$ получим выражение для $N_r$ в зависимости от $u$ и $n$:

$$N_r = 1{,}46 \left(\frac{60}{\pi}\right)^2 \cdot 10^4 \left(\frac{u}{100}\right)^5 \frac{\gamma}{n^2} = 53 \left(\frac{u}{10}\right)^5 \cdot \frac{\gamma}{n^2}. \qquad (130)$$

Таким образом для одной и той же окружной скорости трение обратно пропорционально квадрату числа оборотов. Следовательно, повышение числа оборотов выгодно, предел кладет размер диска $D$, при больших числах оборотов диаметр может получиться настолько малым, что будет трудно расположить сопла, подшипники и пр. Кроме того, чрезмерно увеличится длина лопатки сравнительно с диаметром, что также нерационально. Современные паровые турбины мощностью 1 000—2 000 *квт* часто выполняют (главным образом, на высокое давление пара 50—200 *ата*) с числом оборотов порядка 10 000 в минуту.

Редукторы турбин, выполненные с большим передаточным числом, порядка $\frac{1}{10} - \frac{1}{20}$, имеют к. п. д., достаточно высокий, около 98%.

При неправильном монтаже, особенно в многократных передаточных механизмах, к. п. д. может упасть до 95%.

Кроме вышеприведенной формулы Стодола распространена формула фирмы Броун-Бовери[2]:

$$N_{kw} = 0{,}08\ D^{4{,}2} \left(\frac{n}{1\,000}\right)^{2{,}8} \gamma. \qquad (131)$$

[1] Stodola, Dampf und Gasturbinen, 1922 S. 188.
[2] Engineering 1925 Okt. 2, p. 427.



Эта формула дает мощность трения в киловаттах для гладкого диска без лопаток, вращающегося в узком пространстве.

В последнее время появилась английская формула проф. Керра (Kerr) для трения колеса Кертиса [1]

$$N_r = N_1 + N_2. \qquad (132)$$

$$N_1 = \left(\frac{u}{100}\right)^3 \cdot \left(\frac{d}{10}\right)^2 \frac{0{,}0046}{v} \left\{\left(1 - \frac{l_1}{d}\right)^{4{,}5} + \left(1 - \frac{l_2}{d}\right)^{4{,}5}\right\} \left(\frac{7}{\frac{u}{100} \cdot \frac{d}{10} \cdot \frac{1}{v}}\right)^{\frac{1}{4}},$$

$$N_2 = \left(\frac{u}{100}\right)^3 \left(\frac{d}{10}\right)^2 \cdot \frac{b(1-\varepsilon)}{v} \left[\left(\frac{l_1}{d}\right)^{1{,}5} + \left(\frac{l_2}{d}\right)^{1{,}5}\right].$$

$N_1$ — потеря мощности за счет трения диска (*л. с.*);
$N_2$ — потеря мощности за счет вентиляционной потери в лопатках;
$l_1$ — входная кромка (″); $u$ — фут/сек; $d$ — диаметр диска (″);
$l_2$ — входная кромка (″); $v$ — удельный объем в фут$^3$/фунт;
$T$°F — абсолютная температура по Фаренгейту;
$b$ — коэфициент в зависимости от числа ступеней турбины.

| | Одноступенчатая | Двухступенчатая | Трехступенчатая | Единицы |
|---|---|---|---|---|
| $b =$ | 9,3 | 12,5 | 17,9 | Английская система |
| $b =$ | $32{,}10^3$ | $43{,}10^3$ | $61{,}10^3$ | Метрическая (*кг*, *м*, сек.) |

Для метрических мер в формуле для $N_1$ вместо коэфициента 0,0046 будет округленно 11 [2].

**г) Влияние радиального зазора $\delta$ на $\eta_u$.** Раньше было указано, что размер $l_1$ (фиг. 43) меридионального профиля должен иметь оптимум, сейчас мы остановимся на определении этого оптимума. Для этого предварительно выведем формулу к. п. д. на окружности колеса одноступенчатой турбины в случае, если у нас имеется подсос в радиальном зазоре $\delta$.

Направление подсоса через радиальные зазоры видно из фиг. 65. Линия $AB$ указывает воображаемую границу струи при выходе ее из сопла.

Количество газа, текущее через сопло, обозначим через $G$ *кг/сек*, а количество газов, подсасываемое из зазоров за счет эжекцион-

[1] Engineering, 1928, 1, p. 296.
[2] Все формулы для $N_r$ даны для пара или воздуха; в газовых турбинах диски всегда могут быть покрыты слоем сажи и окалины, а поэтому здесь надо ждать больших величин для $N_r$.

ного действия струи, обозначим через $G_s$. Таким образом $G$ *кг/сек* газа подсасывает $G_s$ *кг/сек* и отношение

$$\frac{G+G_s}{G}=\lambda$$

мы обозначим коэфициентом $\lambda$; этот коэфициент выражает отношение общего количества газа, поступающего на лопатки турбины, к количеству газа, выходящему из сопла.

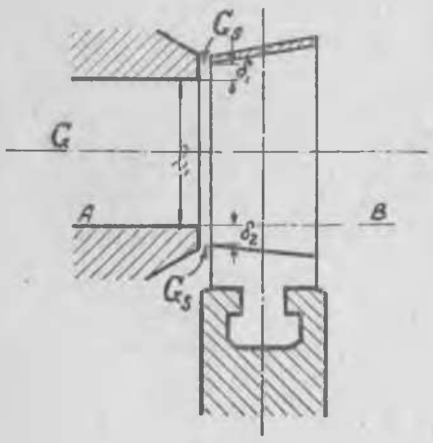
Скорость истечения газа из сопла $c_1$, а скорость подсасывания газа равна нулю; определим скорость течения смеси из уравнения равенства количеств движения.

Имеем такое соотношение:

$$G c_1=(G+G_s)\,c_{1\lambda},$$

где $c_{1\lambda}$ будет представлять среднюю скорость смеси при входе на лопатку. Струя попадает на лопатки из сопла с общей скоростью $c_1$. Отсюда получается:

$$c_{1\lambda}=\frac{c_1}{\lambda}.$$



Фиг. 65.

Таким образом при входе на лопатку мы имеем скорость $c_{1\lambda}$, и работу, которую мы получим от 1 *кг* протекшего газа при скорости $c_{1\lambda}$ найдем из формулы (116):

$$L_u=\frac{u}{g}(c_{1\lambda}\cos\alpha_1+c_{2\lambda}\cos\alpha_2)=$$

$$=\frac{u}{g}\left(1+\psi\frac{\cos\beta_2}{\cos\beta_1}\right)(c_{1\lambda}\cos\alpha_1-u).$$

Эту работу мы получили бы от 1 *кг* протекшего газа, но фактически его протекает $G+G_s$.

Если примем, что $G=1$, то $\lambda$ будет численно равен количеству газа, действительно протекшему; т. е. полная работа

$$L_{u\lambda}=\lambda L_u,$$

где $L_u$ — это работа, отнесенная к 1 *кг* газа, протекшего со скоростью $c_{1\lambda}$; к. п. д. на окружности колеса представится таким отношением:

$$\eta_\lambda=\frac{L_{u\lambda}}{\frac{c_1^2}{2g\varphi^2}},$$

подставляя значение $L_{u\lambda}$ в эту формулу, получаем такое выражение:

$$\eta_\lambda=\frac{2\varphi^2\left(1+\psi\frac{\cos\beta_2}{\cos\beta_1}\right)(c_{1\lambda}\cos\alpha_1-u)u\lambda}{c_1^2}.$$



Вносим $\lambda$ во вторую скобку и одновременно делим на $c_1$:

$$\eta_\lambda=2\varphi^2\left(1+\psi\frac{\cos\beta_2}{\cos\beta_1}\right)\left(\cos\alpha_1-\lambda\frac{u}{c_1}\right)\frac{u}{c_1}.^1 \qquad (133)$$

Формула эта дает выражение к. п. д. на окружности колеса с учетом $\lambda$. Как видим, она отличается от обычной формулы [формула (120)] на окружности колеса только тем, что в скобке у $\frac{u}{c_1}$ имеем сомножитель $\lambda$.

Для того чтобы выяснить, насколько $\lambda$ влияет на к. п. д., умножим правую и левую части последнего уравнения на $\lambda$, а на произведение $\lambda\frac{u}{c_1}$ посмотрим как на некоторое новое $\left[\frac{u}{c_1}\right]$. В этом случае формула $\eta_\lambda$ примет нормальный вид:

$$\eta_\lambda\cdot\lambda=\eta'_u=2\varphi^2\left(1+\psi\frac{\cos\beta_2}{\cos\beta_1}\right)\left(\cos\alpha_1-\left[\frac{u}{c_1}\right]\right)\left[\frac{u}{c_1}\right]. \qquad (120)$$

Эта формула дает известное нам уже выражение для к. п. д. Из нее можно обычным порядком найти оптимальное отношение $\left[\frac{u}{c}\right]$, и, следовательно, оптимальное значение $\eta'_u$.

Фактический к. п. д. будет меньше и ниже к. п. д. $\eta'_u$, так как

$$\eta_\lambda=\frac{\eta'_u}{\lambda}.$$

Из формулы (116) следует, что максимальное значение $\eta'_u$ будем иметь при

$$\left[\frac{u}{c_1}\right]=\frac{\cos\alpha_1}{2}=\lambda\cdot\frac{u}{c_1},$$

а следовательно, действительное $\frac{u}{c_1}$, которому соответствует максимум к. п. д., будет равняться

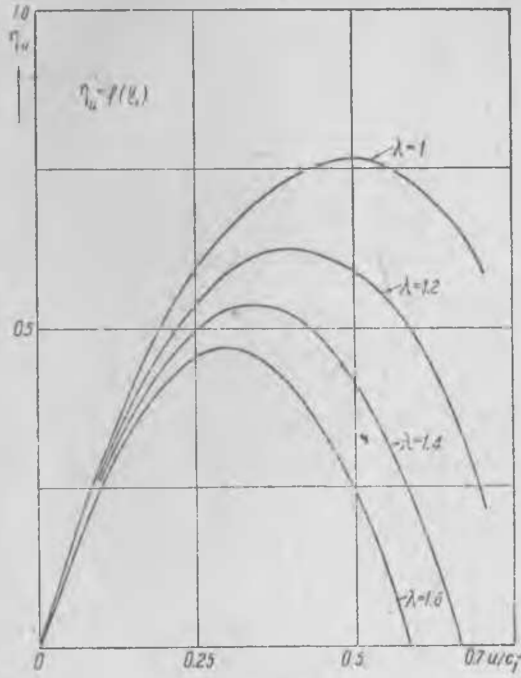
$$\frac{u}{c_1}=\frac{\cos\alpha_1}{2\lambda},$$

т. е. оптимальное значение $\frac{u}{c_1}$ в этом случае становится меньше. На фиг. 66 показаны кривые, полученные с учетом влияния $\lambda$.

Следовательно, чем больше $\lambda$, тем меньше достижимый к. п. д., и кривые $\eta_u$ расположены внутри основной параболы, получающейся при подсчете без подсоса. Из приведенных формул и из кривых на фиг. 66 видно, что по возможности надо стремиться к меньшему значению $\lambda$, чтобы иметь меньше подсосанного газа. Ясно и без всяких формул, что к. п. д. должен снизиться, вследствие того что газовая струя выбрасывает подсосанный мертвый газ, не имевший скорости, с некоторой конечной скоростью, на что тратится из-

[1] См. Stodola, Die Dampf-und Gasturbinen, 1922, S. 188.

вестная энергия. Но зазоры $\delta_1$ и $\delta_2$ по конструктивным и монтажным соображениям не могут быть сделаны меньше определенных минимальных величин. В паротурбинной практике эти зазоры составляют 1,5 ÷ 2 *мм* (иногда даже меньше).



Фиг. 66.

Вообще стараются не злоупотреблять уменьшением этих зазоров для того, чтобы избежать попадания струи газа в бандаж или в промежуточное тело лопатки.

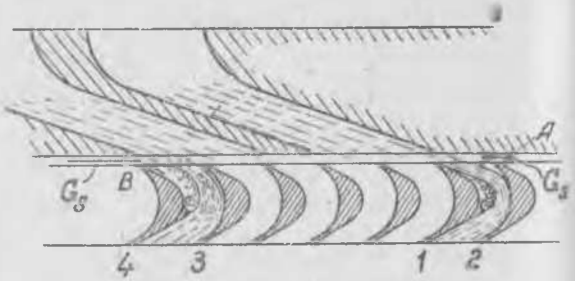
Чем меньше высота сопла $l_1$, тем большее влияние будет иметь зазор; с уменьшением длины лопатки к. п. д. понижается, так как, чем меньше длина лопатки, тем большую относительную величину имеет зазор. С уменьшением высоты сопла $l_1$ мы получим большее значение коэфициента λ за счет большего относительно подсоса.

Чем больше парциальность, тем больше дуга струи и ее периметр, чем больше периметр струи, тем больше подсасывает она газа, и чем кучнее струя (меньше периметр), тем она меньше может захватить газа.

Из этого следует, что для достижения λ, равного единице, необходимо стремиться к высоким соплам.

Все опыты над трением диска о пар или газ показывают зависимость величины трения от парциальности ε.

Парциальность вызывает явление так называемой вентиляции и концевых потерь.



Фиг. 67.

На фиг. 67 схематически показана лопаточная часть одноступенчатой парциальной турбины. Парциальность характеризуется отрезком (фактически дугой) *AB*. Из фигуры видно, что, чем меньше по абсолютной величине отрезок *AB*, тем больше влияние так называемых „концевых потерь", т. е. потерь от неправильного входа струи газа на лопатки (*1, 2, 3, 4*). Действительно, часть



струи у точки *A* не попадет на первую и вторую лопатки, получается „ударный вход". Около точки *B* неполное заполнение газом пространства между лопатками *3* и *4*, а следовательно, дополнительный подсос газа—вентиляция. Таким образом при уменьшении отрезка *AB* потери между лопатками относительно увеличиваются, но зато уменьшение отрезка *AB* соответствует увеличению высот сопла $l_1$, что следует из формулы расхода, выведенной раньше,

$$G = \frac{\pi \cdot D l_1 \sin \alpha_1 c_1 \varepsilon}{v_1},$$

из которой видно, что при постоянном $D$ величина $\varepsilon l_1$ должна являться величиной постоянной, следовательно, чем больше ε, тем меньше $l_1$.

Как величина $l$, так и ε влияют на трение диска о газ [формулы (128) и (132)], причем с уменьшением ε второе слагаемое этих формул увеличивается и за счет $(1 - \varepsilon)$ и за счет $l \approx l_1 + 2\delta$. Но уменьшение ε увеличивает $l_1$, а следовательно, уменьшает вредное влияние зазоров $\delta$ (фиг. 65); уменьшение ε должно повлечь за собой уменьшение коэфициента λ в формуле (133).

Уменьшение внутреннего относительного к. п. д. $\eta_i$ сравнительно с $\eta_{iu}$ вызывается по существу двумя причинами: трением диска $N_r$ [формулы (128) и (132)] и подсосом газа через зазор $\delta$ (фиг. 65, формула 133).

Формула для внутреннего к. п. д. для нашего случая напишется так:

$$\eta_{i\lambda} = \frac{\eta_{iu}}{1 + \frac{N_r}{N_e} \cdot \eta_{iu}}. \qquad (134)$$

$\eta_{i\lambda}$ должен иметь максимальное значение для некоторой высоты сопла $l_1$, так как $l_1$ (соответственно ε) влияет противоположно на потери от трения $N_r$ и на подсос (λ). Чем больше $l_1$, тем больше $N_r$, но выше $\eta_{iu}$ [формула (133)], так как уменьшается λ. Оптимальная длина лопатки получается диференцированием уравнения (134) по длине лопатки.

Для того чтобы это диференцирование можно было осуществить, необходимо выявить зависимость длины лопатки и коэфициента λ от количества подсосанного и основного газа. Приближенно можно принять, что через погонный миллиметр зазора подсасывается в два раза меньше газа, чем проходит через основное сечение сопла, т. е. соотношение будет следующее:

$$\frac{G_s}{2\delta_1} = \frac{G}{2l_1}.$$

Так как зазоров два, и полагая, что они примерно одинаковы, получим

$$G_s = G \cdot \frac{\delta_1}{l_1} \left( = \xi G \frac{\delta_1}{l_1} \right),$$

где коэфициент $\xi \leqslant 1$ учитывает возможное отступление от принятого положения; подставляя выражение $G_s$ в выражение для $\lambda$, получим

$$\lambda = \frac{G + G\frac{\delta_1}{l_1}}{G} = \frac{l_1 + \delta_1}{l_1}.$$

В данном случае $\lambda$ есть функция длины лопатки, считая $\delta_1$ постоянной ($\xi$ принимаем равной единице).

Подставляя значение $\lambda$ и значение $N_r$ в формулу (134), мы получим $\eta_{u\lambda}$ в функции от длины лопатки, причем этот вид функции зависит от принятого закона подсоса.

Оптимальную длину для данного $\frac{u}{c_1}$ можно найти, приравнивая нулю производную $\frac{d\eta_{u\lambda}}{dl_1}$; в результате получается уравнение 2,5-го порядка. Поэтому целесообразней непосредственно графически построить эту функциональную зависимость, что значительно упрощается применением номограммы фиг. 62.

При пользовании номограммой вместо $\frac{u}{c_1}$ надо брать произведение $\frac{u}{c_1} \cdot \lambda$, и в результате получится также произведение $\lambda \cdot \eta_{u\lambda}$, откуда делением на $\lambda$ получаем $\eta_{u\lambda}$.

Например, $\frac{u}{c_1} = 0{,}3$; $\lambda = 1{,}1$; $\alpha_1 = 20°$; $\beta_1 = \beta_2$; $\varphi = 0{,}96$. По фиг. 63 находим $\psi = 86{,}2\%$ (для $\frac{u}{c_1} = 0{,}33$); по фиг. 62 находим $\lambda \cdot \eta_{u\lambda} = 0{,}69$, следовательно,

$$\eta_{u\lambda} = \frac{0{,}69}{1{,}1} = 62{,}7\%.$$

Величина $\lambda = 1{,}1$ при $\delta = 2$ *мм* соответствует длине $l_1 = 20$ *мм*, следовательно, длина лопатки $24 = l_1 + 2\delta$. Имея диаметр $D$, расход $G$, скорость $c_1$, по формуле (123) определяем произведение $\varepsilon l_1$:

$$\varepsilon l_1 = \frac{G \cdot v \cdot \tau}{\pi D \sin \alpha_1 c_1}.$$

Удельный объем находим из пределов рабочего процесса турбины. Определяем $\varepsilon$ и по формуле (128) или (132) находим потерю мощности на трение диска:

$$N_r = [1{,}46\, D^2 + 0{,}83\,(1-\varepsilon)\, Dl^{1,5}] \left(\frac{u}{100}\right)^3 \gamma.$$

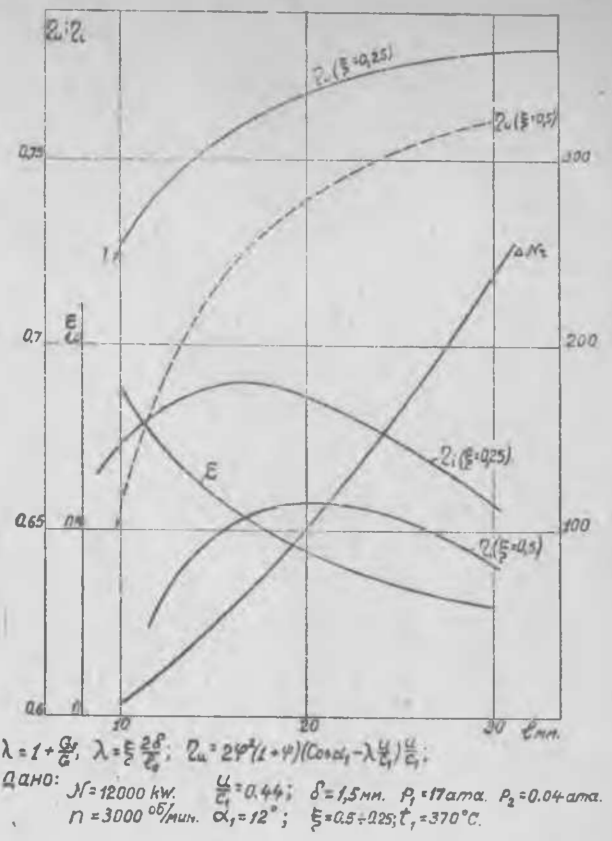
$\gamma$ *кг/м*$^3$ — удельный вес газа в корпусе колеса; $l = 2{,}4$ *см*. Найдя $N_r$, по формуле (134) находим $\eta_{u\lambda}$ и т. д. Аналитические подсчеты также показывают очень хорошее совпадение с теми практическими величинами, которые приняты в паровом турбостроении. Общий характер протекания кривой $\eta_u = F(l_1)$ виден на фиг. 68.

д) **Лабиринтные уплотнения.** И в паровых и в газовых турбинах большую роль играют так называемые лабиринтные уплотнения, устраиваемые в тех местах, где должны быть какие-либо проходы или приспособления для уравновешивания. Схема этого устройства представлена на фиг. 69.

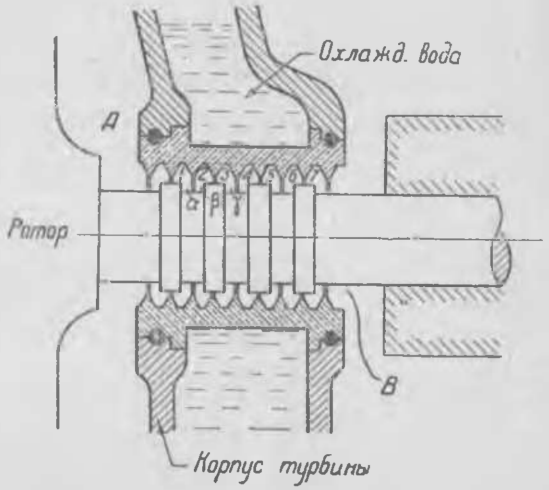
В пространстве $A$ имеется высокое давление газа, в пространстве $B$ — атмосферное давление. Вал выходит из корпуса, и для того чтобы была меньше утечка газа из пространства $A$ в пространство $B$, ставятся лабиринтные уплотнения. Создавая последовательный ряд малых проходных сечений *1-2-3-4*, получаем в них повышенную скорость, с которой газ попадает в пространства $\alpha$, $\beta$, $\gamma$, где эта скорость почти теряется.

Таким образом, заставляя газ попеременно повышать и терять скорость, этим самым создаем большое сопротивление для протока газа. Определим расход газа через лабиринт, когда задан размер зазоров, число бороздок лабиринта, состояние газа в пространстве $A$ и давление газа в пространстве $B$.

Приближенная теория этого вопроса раз-




Фиг. 68.



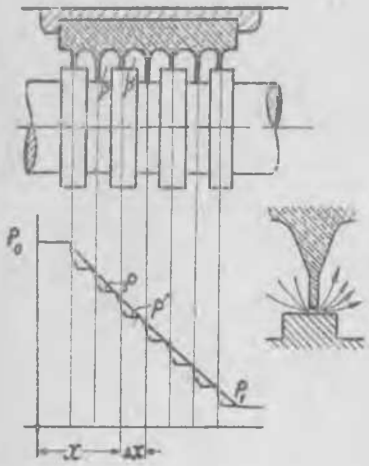

Фиг. 69.

работана проф. Стодола [1]. Кривая изменения давления по зазорам показана на фиг. 70.

Пусть давление $p_0$ соответствует давлению в пространстве $A$.

При проходе газа через первый зазор получается нарастание скорости и одновременно падение давления. От зазора *1* до зазора *2* можно считать, что давление почти не меняется, а на зазоре имеем некоторое падение давления, от зазора—опять участок постоянного давления, затем—опять падение давления и т. д.

В конце последнего лабиринта мы будем иметь некоторое давление $p_1$, соответствующее давлению в пространстве $B$. Рассмотрим какой-нибудь промежуточный лабиринт и обозначим давление перед лабиринтом (зазором) через $p$, а давление за этим лабиринтом через $p'$, т. е. мы будем иметь перепад давления $p - p'$. Предполагая, что перепад давления достаточно невелик, мы можем подсчитать скорость протока через зазор по приближенной формуле Торичелли:



Фиг. 70.

$$c = \sqrt{2g\frac{p-p'}{\gamma}} = \sqrt{2gv(p-p')}. \qquad (135)$$

Процесс изменения давления и удельного объема в проточках лабиринта можно принять по закону дросселирования, так как протекающий газ не совершает никакой работы.

Следовательно, при постоянстве теплосодержания, что характеризует процесс мятия, мы имеем следующее равенство:

$$A\frac{k}{k-1}p \cdot v = \text{const},$$

т. е. линия дросселирования характеризуется равенством

$$pv = \text{const} = m. \qquad (136)$$

Количество газа, протекшее через рассматриваемое сечение (зазора),

$$G_s = \frac{fc}{v}. \qquad (137)$$

Подставляя значение скорости из уравнения (135), получаем

$$G_s = f\sqrt{2g\frac{p-p'}{v}}, \qquad (138)$$

определяем отсюда разность $(p - p')$:

$$p - p' = \left(\frac{G_s}{f}\right)^2 \frac{v}{2g},$$

[1] Stodola, Dampf- und Gasturbinen, sechste Auflage, S. 155.



или, заменяя $v$ из уравнения (136), получаем

$$p - p' = \left(\frac{G_s}{f}\right)^2 \frac{m}{2gp}. \qquad (139)$$

Обозначим общую длину лабиринтного уплотнения через $x$ и размер одного лабиринта через $\Delta x$. Так как $p - p' = -\Delta p$, то уравнение (139) можно записать так:

$$-\Delta p = \left(\frac{G_s}{f}\right)^2 \cdot \frac{m}{2gp}. \qquad (140)$$

Проф. Стодола делит это уравнение на $\Delta x$, рассматривая $\Delta x$ как постоянную величину, и равенство (140) переписывает следующим образом:

$$-p\frac{\Delta p}{\Delta x} = \left(\frac{G_s}{f}\right)^2 \frac{m}{2g\Delta x}.$$

$\frac{\Delta p}{\Delta x}$ есть тангенс угла наклона секущей к кривой изменения давления, т. е. приблизительно

$$\frac{\Delta p}{\Delta x} = \frac{dp}{dx}.$$

Поэтому

$$-p\frac{dp}{dx} = \frac{a}{\Delta x}, \text{ где } a = \left(\frac{G_s}{f}\right)^2 \frac{m}{2g}.$$

Полученное уравнение можно проинтегрировать, разделив переменные:

$$-\int_{p_0}^{p_1} p\,dp = \int_{x_0}^{x_1} \frac{a}{\Delta x}\cdot dx, \text{ или } \frac{p_0^2 - p_1^2}{2} = a\,\frac{x_1 - x_0}{\Delta x}. \qquad (141)$$

$x_1 - x_0$ — длина всего лабиринтного уплотнения; $\Delta x$ — шаг лабиринта; следовательно, число лабиринтов

$$z = \frac{x_1 - x_0}{\Delta x}.$$

Внося это значение числа лабиринтов в формулу (141) и вставляя значение $a$, получаем такое выражение:

$$\frac{p_0^2 - p_1^2}{2} = \left(\frac{G_s}{f}\right)^2 \cdot \frac{m}{2g} \cdot z$$

и окончательно определяем $G_s$, заменяя $m = p_0 v_0$, т. е. расход газа через лабиринтное уплотнение:

$$G_s = f\sqrt{\frac{g(p_0^2 - p_1^2)}{z p_0 \cdot v_0}}. \qquad (142)$$

Чем больше $z$, тем меньше расход при одном и том же перепаде давления. Формула, полученная указанным путем, очень хорошо согласовывается с фактическими замерами, произведенными

в различных лабиринтных уплотнениях. Формулу (142) можно получить другим способом (способ автора)—без искусственного приема, какой употребляет проф. Стодола ($\Delta x$ является у него и постоянной и переменной одновременно), тем более, что этот вывод обычно вызывает затруднения у студентов. В уравнении (138) удельный об'ем $v$ должен относиться к среднему давлению т. е. к давлению, равному $\frac{p+p'}{2}$, а следовательно, из равенства (136)

$$v=\frac{2\cdot m}{p+p'}.$$

Подставляя это значение удельного об'ема в равенство (138), получим после небольших преобразований

$$\left(\frac{G_s}{f}\right)^2=\frac{g}{m}\,(p+p')\,(p-p')=\frac{g}{m}\,(p^2-p'^2); \qquad (139a)$$

для формулы (139) таких подстановок не требовалось, так как затем переводили к $dp$, наш же вывод обходится без диференциалов. Выражение абсолютно точно, если считать точными формулы (135) и (136). Из (139а) следует

$$p^2-p'^2=\frac{m}{g}\cdot\left(\frac{G_s}{f}\right)^2=\text{const}=2a \qquad (140a)$$

для любого лабиринта, где $p$ — давление перед каким-либо лабиринтом и $p'$ — давление за этим лабиринтом. Давление перед первым лабиринтом—$p_0$, давление за первым (оно же — давление перед вторым)—$p_1'$ (значок „прим" для отличия от конечного давления $p_1=p_z$, где $p_z$ — давление за последним лабиринтом, а $z$ — число лабиринтов), давление за вторым — $p_2$, за третьим — $p_3$ и т. д. до $p_z=p_1$. Пишем формулу (140а) последовательно для первого, второго и т. д. лаборинтов:

$$\begin{aligned}
p_0^2-p_1'^2&=2a,\\
p_1'^2-p_2^2&=2a,\\
p_2^2-p_3^2&=2a,\\
&\cdots\cdots\\
p_{z-1}^2-p_z^2&=2a.
\end{aligned}$$

Таких равенств будет $z$, складываем их и получаем:

$$p_0^2-p_z^2=p_0^2-p_1^2=2\cdot z\cdot a.$$

Определяем отсюда $2a$, подставляем в формулу (140а) и получаем искомую формулу для $G_s$:

$$G_s=f\sqrt{\frac{g\,(p_0^2-p_1^2)}{z\cdot p_0 v_0}}$$

в полном соответствии с выводом проф. Стодола. В формулу (138) не введен коэфициент расхода, об'ясняется это тем, что в действительности скорость не будет теряться полностью в выточке лаби-

ринта, а поэтому газ будет подходить к зазору с некоторой скоростью, за счет чего расход газа должен возрасти. Опущение коэфициента расхода и компенсирует преуменьшенное значение в формулы (138).

Результаты, подсчитанные по формуле (142), более или менее близко согласуются с данными опытов в том случае, если перепад давления в рассматриваемом лабиринте меньше критического перепада. Если же перепад давления выше критического, то формула должна носить другой характер, так как в нее войдут поправки для учета явления больших перепадов в некоторых гребнях лабиринта.

Необходимо выяснить возможность появления критической скорости, особенно в последнем лабиринте, при условии равенства проходных сечений лабиринта. Скорость в любом лабиринте выражается из уравнения расхода известной формулой:

$$c = \frac{G_s v}{f}.$$

Так как удельный объем непрерывно возрастает от гребня к гребню, то максимальный удельный объем будет соответствовать последнему гребню лабиринта, и максимальная скорость может получиться только в последнем лабиринте. Отсюда следует, что вышеприведенные рассуждения справедливы для всех лабиринтов кроме последнего, потому что там будут перепады меньше критических. Приняв это положение, определим расход и давление.

Обозначим давление в предпоследнем лабиринте через $p_x$ и скажем, что $\frac{p_1}{p_x}$ есть критическое отношение давлений $\frac{p_1}{p_x} = x_m$. Но так как расход через каждый лабиринт один и тот же, то $G_s$ можно определить непосредственно из последнего лабиринта по следующей формуле [формула (87)]:

$$G_s = \lambda f \sqrt{\frac{p_x}{v_x}}.$$

Вместо $v_x$ мы можем подставить $\frac{m}{p_x}$ из уравнения дросселирования:

$$G_s = \lambda f \sqrt{\frac{p_x^2}{m}}. \qquad (143)$$

С другой стороны, этот расход $G_s$ можно определить по формуле (142), подставив вместо общего числа лабиринтов

$z \approx (z-1)$ и вместо $(p_0^2 - p_1^2) \sim (p_0^2 - p_x^2)$:

$$G_s = f \sqrt{\frac{g(p_0^2 - p_x^2)}{(z-1)\, p_0 v_0}};$$

приравняв правые члены, сокращая на $f$ и $m = p_0 v_0$, имеем

$$\sqrt{\frac{g(p_0^2 - p_x^2)}{z-1}} = \lambda \sqrt{p_x^2}.$$

Отсюда непосредственно мы можем найти искомое $p_x$. Возводим в квадрат и получаем

$$\lambda^2 p_x^2 = \frac{g(p_0^2 - p_x^2)}{z-1},$$

откуда

$$p_x^2 = \frac{g p_0^2}{\left(\lambda^2 + \frac{g}{z-1}\right)(z-1)} = \frac{g p_0^2}{(z-1)\lambda^2 + g}. \qquad (144)$$

Найдя $p_x$, мы можем, подставляя его в формулу (143), определить расход

$$G_s = f\lambda \sqrt{\frac{g p_0^2}{[\lambda^2(z-1)+g]\, p_0 v_0}} \approx f \sqrt{\frac{g p_0}{(z+1{,}5) v_0}}, \qquad (145)$$

если положить $\lambda \approx 2$ и $g = 9{,}81 \approx 10$.

Когда перепад очень большой и можно пренебречь значением $p_1^2$ по сравнению с $p_0^2$, то получим из формулы (142)

$$G_s = f \sqrt{\frac{g p_0}{z \cdot v_0}}. \qquad (146)$$

Полученная формула (146) напоминает формулу (145), если в последней пренебречь слагаемым 1,5, т. е. вместо $z+1{,}5$ взять просто $z$.

Из вывода следует, что формулой (146) нужно пользоваться, когда $\frac{p_1}{p_x} \leq x_m$. Считая приблизительно $x_m = 0{,}53 - 0{,}54$, можем написать [из формулы (144)]

$$\frac{p_1^2}{x_m^2} \leq \frac{g p_0^2}{\lambda^2(z-1)+g},$$

откуда определяем то давление $p_1$, при котором следует пользоваться формулой (145):

$$p_1 \leq \frac{0{,}85\, p_0}{\sqrt{z+1{,}5}}; \qquad (147)$$

в формуле (147) сделаны те же допущения, как и в фор
Если $p_1$ будет больше, чем правая часть равенства (147), то нужно пользоваться формулой (142).

В газовых турбинах в большинстве случаев применяется охлаждаемое лабиринтное уплотнение. В таком случае изменение состояния газа не будет протекать с постоянным теплосодержанием, и вместо равенства (136) надо применить политропическую зависимость

$$p v^n = \text{const} = m. \qquad (148)$$

Делая аналогичные преобразования, какие делались для вывода формулы (142), получим

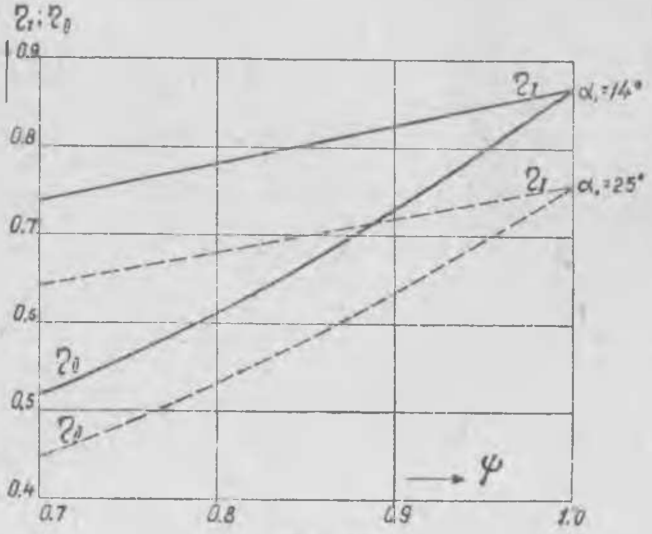
$$G_s' = f \sqrt{\frac{2gn}{z(n+1)} \cdot \frac{p_0}{v_0}\left[1 - \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{n+1}{n}}\right]}, \qquad (149)$$

при $n=1$ формула (149) переходит в формулу (142). Для $n>1$, что соответствует охлаждению во время расширения, напишем отношение

$$\frac{G_n}{G_s}=\sqrt{\frac{2n}{n+1}\cdot\frac{1-\left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{n+1}{n}}}{1-\left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{2}}},$$

где $G_s$ взято из формулы (142). При $n>1$ это отношение больше единицы, т. е. расход газа через охлаждаемый лабиринт больше, чем через неохлаждаемый.

**е) Влияние коэфициента $\psi$ на к. п. д. $\eta_u$.** Выше мы установили зависимость к. п. д. на окружности одноступенчатого колеса $\eta_u$ от




Фиг. 71.

отношения $\frac{u}{c_1}$ в виде параболической кривой, причем максимум к. п. д. получается при $\frac{u}{c_1}$, равном примерно 0,5 (фиг. 41).

Это обстоятельство является одним из наиболее существенных в теории газовых турбин потому, что для получения $(\eta_u)_{max}$ приходится работать с большим отношением окружной скорости к скорости газа, а так как скорость газа $c_1$ в газовой турбине достигает порядка 1 100 — 1 120 *м/сек*, то, естественно, чтобы получить высокое значение к. п. д. на окружности колеса, пришлось бы работать с большими окружными скоростями. Но такая скорость (550 — 600 *м/сек*) по чисто конструктивным соображениям, из-за прочности материалов, почти недостижима. Одним из выходов из этого положения явился, как мы уже установили, переход к колесу Кертиса (фиг. 44).

В этом случае максимальный к. п. д. на окружности колеса получается для отношений $\frac{u}{c_1} = 0{,}25 - 0{,}35$ [1]. Но максимальное значение $\eta_u$ для двухступенчатого колеса ниже $(\eta_u)_{max}$, чем для одноступенчатого. Это различие объясняется только потерями в лопатках; при $\psi = 1$ оба максимальных значения становятся равными.

Изменения максимальных значений $\eta_u$ для двух- и одноступенчатых колес для разных $\psi$ показаны на фиг. 71, из которой видно сильное влияние $\psi$ на $\eta_u$ для двухступенчатого колеса.

Верхняя кривая показывает изменение $\eta_u$ одноступенчатого колеса $(\eta_I)$, нижняя — двухступенчатого колеса $(\eta_{II})$, причем пересечение этих кривых соответствует значению коэфициента $\psi = 1$, т. е. к. п. д. обоих колес в этом случае будет один и тот же. Но окружные скорости, при которых достигается этот к.п.д., различаются в два раза (фиг. 47а). Нужно отметить неблагоприятный характер протекания этих кривых в том отношении, что малое изменение в сторону уменьшения $\psi$ резко сказывается на падении к. п. д. двухступенчатого колеса Кертиса. Таким образом повышение к. п. д. двухступенчатого колеса Кертиса трудно выполнимо по той причине, что нужно получить высокие значения коэфициента $\psi$.

Но, с другой стороны, в двухступенчатом колесе при малом повышении $\psi$ получаем сравнительно быстрое повышение $(\eta_u)_{max}$. Это обстоятельство указывает на путь, по которому нужно итти для повышения к. п. д. турбинного колеса. Этот путь наиболее естественен в практике газовых турбин. Но если бы мы имели материал, способный выдерживать высокие температуры, или если бы у нас имелись какие-либо конструктивные предложения об охлаждении рабочих деталей турбины, то повышения к. п. д. колеса и турбины в целом можно было бы достигнуть другим путем, который в настоящее время вошел в практику построения паровых турбин,— путем применения турбины с многими ступенями давления.

## Турбины со ступенями давления

Схема такой конструкции представлена на фиг. 72 [2].

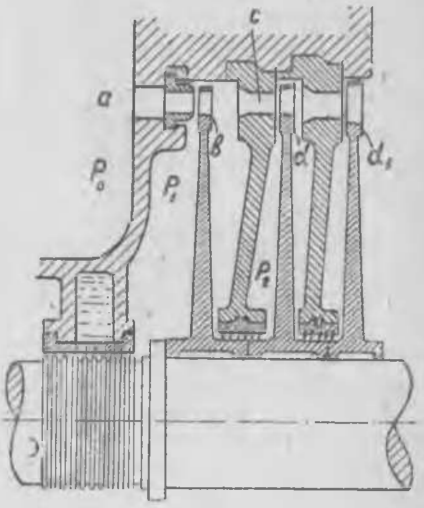
Имеется камера сгорания *a*, затем первое рабочее колесо. Из камеры сгорания *a* газ поступает на лопатки рабочего колеса *b*. В камере рабочего колеса *b* имеется давление $p_1$, в камере же сгорания *a* — давление $p_0$, причем давление $p_1$ выше, чем атмосферное давление. Примерно, если $p_0 = 8$ *am*, то $p_1$ может быть 6—5 *am*. Выходя из камеры колеса *b*, газы расширяются в промежуточном канале направляющего аппарата (канал *c*) и поступают на лопатки колеса *d* следующей ступени, причем давление в камере колеса *d* уже будет $p_2 < p_1$, затем дальше установлен следующий направляющий аппарат и т. д. На схеме показаны три ступени. Этим способом достигается то, что преобразование потенциальной энергии

[1] В зависимости от углов лопаток.

[2] Эту схему использует Беллуццо — см. труды Международной энергетической конференции в Стокгольме в 1933 г. На фиг. 72 не показано охлаждение.

в кинетическую совершается ступенями, а именно с давления $p_0$ до давления $p_1$, с давления $p_1$ до давления $p_2$ и т. д., и, наконец, до давления, равного атмосферному, причем перепад давления с $p_1$ до $p_2$ допускает сравнительно незначительное повышение скорости газа в соответствующих соплах. Скорость входа составляет не более 500—600 *м/сек*. Этим самым определяется величина давления $p_1$ в камере колеса *b*. Получив скорость 500—600 *м/сек*, можем гарантировать получение высокого к. п. д. на колесе *b* при окружной скорости $u = 230 - 270$ *м/сек*.

Таким образом получается целый ряд ступеней давления, причем каждый диск вращается в своей камере с другим давлением. Ступенями давления называются ряды рабочих лопаток, давление на кромку которых переменно, т. е. в данном случае колесо *b* имеет одно давление на кромках, а колесо *d* — другое и т. д. Колесо же со ступенями скорости можно характеризовать как ряды рабочих лопаток, отличающиеся тем, что скорость газа различна, но давление на кромках одинаково. Теоретически конструкция со ступенями давления позволяет получить очень высокий к. п. д. Но малый перепад давлений влечет за собой и малый перепад температур. Поэтому при данной конструкции приходится считаться с высокой температурой в камере первого колеса, т. е. либо мы должны иметь стойкий при высоких температурах материал, либо конструкция ротора должна обеспечивать работу турбины даже с обычными материалами. Турбина Хольцварт-Шюле (фиг. 7) состоит из двух ступеней: первая ступень работает по „взрывному принципу", вторая — по принципу „постоянного давления", и выполняется она в виде многоступенчатой конструкции. Смысл такого распределения работы между корпусами заключается в том, чтобы повысить к. п. д. части низкого давления. Но в турбине Хольцварт-Шюле нет особых затруднений для части низкого давления, потому что давление и температура перед этой частью умеренны. Часть же высокого давления выполнена обычно однодисковой.



Фиг. 72.

Без всяких формул можно установить, что изменением размера направляющего аппарата *c* мы совершенно произвольно можем установить давление $p_1$. Действительно, чем меньше сечение колеса *c*, тем выше давление $p_1$ при одном и том же сечении первого сопла. Поэтому все расчеты сводятся к определению проходного сечения последующих направляющих аппаратов и в установлении тех давлений, которые мы хотим иметь в этих камерах. Задавшись определенным желательным давлением $p_1$ в камере

колеса $b$ и перед $p_2$, можно подсчитать размеры направляющего аппарата $c$, необходимые для того, чтобы сохранить нужные давления при условии, что секундный расход газа задан. Скорость, которую мы получим в канале $c_1$, можем легко подсчитать из формулы (76)

$$c_1 = \sqrt{2g\frac{k}{k-1}p_1v_1\left[1-\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]},$$

предполагая при этом, что состояние $p_1v_1$ нам известно, хотя бы из условий расширения газа при истечении его из камеры $a$. Удельный объем в конце расширения в первом направляющем аппарате найдем по уравнению адиабаты:

$$v_2 = v_1\left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{1}{k}}.^1 \qquad (150)$$

Зная эти две величины, $c_1$ и $v_2$, можно определить площадь поперечного сечения канала из уравнения расхода:

$$F = \frac{G \cdot v_2}{c_1},$$

где $F$ — выходная площадь соплового направляющего аппарата $c$ (фиг. 72). Эту площадь мы уже определяли раньше для соплового аппарата вообще [формула (122) и фиг. 46]:

$$F = \frac{\pi \cdot Dl_1 \sin\alpha_1}{\tau} \cdot \varepsilon.$$

Здесь $D$, $F$ и $\alpha_1$ известны, т. е. по этой формуле можно найти размеры лопатки, так как в данном случае, задавшись значением $\varepsilon = 1$, найдем длину $l_1$. Если при этом длина лопатки получается достаточная, то можно остановиться на $\varepsilon = 1$, если $l_1$ мало, то задаемся $l_1$ и ищем $\varepsilon$. Для следующего направляющего аппарата расчет повторяется. Имеется немало патентов газовых турбин многоступенчатой конструкции. Эта конструкция нуждается в специальных мероприятиях для обеспечения надежности работы потому, что если работать без всякого охлаждения, то в камере первого колеса температура будет хотя и меньше, чем в камере сгорания, но все же достаточно высокая, и подобрать материал, способный выдержать подобную температуру, будет трудно. С другой стороны, весьма трудно создать охлаждение, обеспечивающее надежность работы материала и не охлаждающее самый газ. Поэтому эту схему для газовых турбин в настоящее время трудно применять непосредственно, она может являться лишь некоторой составной частью турбины. При расчете турбин со многими ступенями давления необходимо еще учесть влияние потери через лабиринт промежуточного направляющего аппарата $c$. Газ, который будет протекать через лабиринт у втулки $G_s$, конечно, не будет участвовать в работе на колесе $d$ и будет представлять потерю. Необходимо также учесть трение диска о газ, охлаждение газа от стенок и т. д.

[1] Точней по политропе и по $TS$-диаграмме.

## ПОДСЧЕТ К. П. Д. $\eta_{ш}$ В ТУРБИНАХ С ПОСТОЯННЫМ ОБЪЕМОМ СГОРАНИЯ

В газовых турбинах с постоянным объемом сгорания скорость истечения из сопла все время меняется, меняется и $\frac{u}{c_1}$ и $\alpha_1$. Каким образом, с одной стороны, определить к. п. д. такого колеса и, с другой стороны, подойти к выбору всех параметров, чтобы получить максимальный к. п. д.?

Коэфициент полезного действия на окружности колеса для турбины взрывного типа ($v = \text{const}$) с переменной скоростью истечения меньше, чем для турбины с постоянным давлением сгорания. Прежде всего ухудшение к. п. д. происходит вследствие переменности условий работы сопла, так как давление в камере сгорания непрерывно падает. Таким образом сопло, рассчитанное на определенный перепад давлений, в расчетном режиме работает кратковременно, а остальное время работает в условиях нерасчетных. В связи с этим коэфициент скорости $\varphi$ будет изменяться (фиг. 34 — 36), а следовательно, и к. п. д. сопла в среднем будет ниже, чем таковой у турбин с $p = \text{const}$.

Переменность скорости истечения из сопла $c_1$ вызовет переменность фактора $\frac{u}{c_1}$, так как окружная скорость $u$ постоянна.

Таким образом налицо вторая причина, которая повлияет на к. п. д. на окружности — переменное отношение $\frac{u}{c_1}$. И, наконец, третья причина, которая отрицательно влияет на к. п. д., — это ударность входа струи на лопатки. Дело в том, что размеры и конфигурация лопатки и сопла обеспечивают безударный вход лишь для определенных значений $u$ и $c_1$, для других значений вход газа на лопатки будет неправильным.

Возникает вопрос, как подсчитать к. п. д. за цикл и каким образом определить оптимальные параметры, по которым надо рассчитывать сопла, лопатки и весь сопловой и лопаточный аппарат турбины.

Располагаемая работа определяется формулой

$$L_{v,k} = \frac{k}{k-1}(p_0 v_0 - p_1 v_1) - v_0(p_0 - p_1).$$

Что понимать под использованной работой? Элементарное количество газа, вытекающее в течение элемента времени, дает работу

$$dL_{ш} = -\frac{c_1^2}{2g\varphi^2}\eta_{ш} dG\ ^1.$$

Работа на окружности колеса, полученная от 1 *кг* газа, содержащегося в камере (на лопатки поступит не 1 *кг*, а меньше,

[1] Структуру $dG$ см. стр. 165.

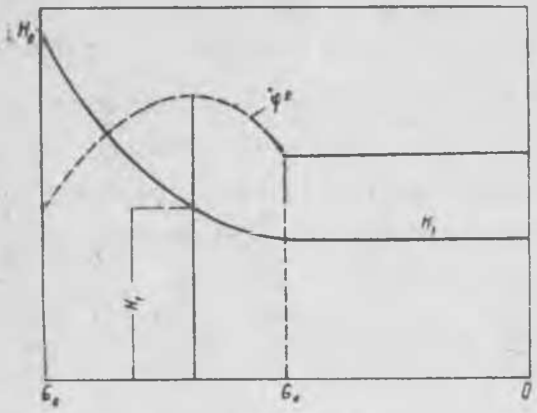
так как часть газа останется в камере) [1], представится интегралом

$$L_{uo} = \int_{G_k}^{G_0} \frac{c_1^2}{2g\varphi^2}\,\eta_u\,dG, \qquad (151)$$

причем $\eta_u$ есть величина переменная. Отношение $\frac{L_{uo}}{L_{v_1 k}}$ даст $\eta_{uo}$, т. е. к. п. д. на окружности колеса с учетом всех переменных факторов, которые имеют место.

### Расчетный режим для сопла

В свое время было установлено, что сопло, построенное для определенного режима, работает в нерасчетных условиях с меньшим значением коэфициента скорости $\varphi$, и изменение коэфициента скорости может быть выражено параболической кривой. Если по оси абсцисс будем откладывать $H$, т. е. теплопадение в сопле, и по оси ординат — $\varphi^2$, то кривая имеет вид, представленный на фиг. 36.



Фиг. 73.

Уравнение этой кривой есть уравнение параболы:

$$\varphi^2 = a(H - H_t)^2 + b.$$

Эта формула хорошо согласуется в сравнительно больших пределах перепада тепла, т. е. примерно двух- и трехкратное изменение теплопадения укладывается в эту формулу.

Приблизительно в таких пределах изменяется теплопадение в цикле Стодола ($v = \text{const}$), кроме того, цикл Стодола включает в себя как частный случай цикл Хольцварта. Поэтому решим вопрос о расчетном режиме сопла для цикла Стодола (фиг. 25).

По сути дела за расчетный режим сопла надо принимать такой, при котором получится максимальный внутренний относительный к. п. д. ($\eta_{iv}$).

При малом влиянии трения диска о газ можно считаться с максимальным $\eta_{uv}$ — к. п. д. на окружности. И наконец, можно свести вопрос к требованию получить максимальную скоростную энергию 1 *кг* газа при выходе из сопла. Этот последний режим не обязательно соответствует режиму максимального $\eta_{uv}$, но тем не менее представляет интерес, так как к нему надо стремиться при выборе

[1] В цикле Стодола на лопатки идет весь килограмм.



окружной скорости колеса, если это возможно по конструктивным условиям.

Итак, найдем теплопадение, для которого надо производить расчет сопла в турбине $v = \text{const}$, чтобы общая скоростная энергия за один цикл была бы наибольшей.

На фиг. 73 на оси абсцисс отложено весовое количество газа в камере сгорания, причем начало координат соответствует начальному моменту открытия соплового клапана. На графике нанесены кривые изменения теплопадения $H$ и квадрата коэфициента скорости $\varphi^2$. Максимум $\varphi^2$ получается при расчетном теплопадении $H_t$.

Скоростная энергия элементарного количества газа, вытекающего из сопла,

$$dH_c = -H\varphi^2 dG \text{ калорий},$$

а суммарная скоростная энергия представится интегралом

$$H_c = -\int_{G_0}^{0} H\varphi^2 dG = \int_{G_k}^{G_0} H\varphi^2\,dG + \int_{0}^{G_k} H\varphi^2 dG.$$

Во втором интеграле, который соответствует участку $G_k - 0$ (фиг. 73), $H$ и $\varphi^2$ имеют постоянную величину на всем участке и равны

$$H = H_1,\ \varphi^2 = \varphi_1^2 = a(H_1 - H_t)^2 + b;$$

поэтому их можно взять за знак интеграла:

$$H_c = \int_{G_k}^{G_0} H\varphi^2 dG + H_1\,[b + a\,(H_1 - H_t)^2]\,G_k. \qquad (152)$$

В первом интеграле все переменные можно выразить через какое-либо одно и привести подинтегральное выражение к интегрируемому виду. Выразим все переменные через $v$:

$$dG = -\bar{v}\frac{dv}{v^2};\quad H = \frac{Ak}{k-1}\,p_1 v_5\left[\left(\frac{v_5}{v}\right)^{k-1} - 1\right] = \beta\left[\left(\frac{v_5}{v}\right)^{k-1} - 1\right],$$

где $\beta$ — постоянная величина, $v_5$ — удельный объем конца расширения (фиг. 25). Вставляя эти значения в формулу (152), получим

$$H_c = \bar{v}\int_{v_0}^{v_k} \beta\left[\left(\frac{v_5}{v}\right)^{k-1} - 1\right]\left\{b + a\left[\beta\left(\frac{v_5}{v}\right)^{k-1} - \beta - H_t\right]^2\right\}\frac{dv}{v^2} +$$

$$+ H_1\,[b + a\,(H_1 - H_t)^2]\,G_k.$$

Если произвести интеграцию, то получим, что $H_c$ есть функция только от $H_t$, т. е. $H_c = F(H_t)$. Расчетное $H_t$ характеризуется тем, что оно обращает $H_c$ в максимум и может быть определено по обычным правилам анализа из уравнения

$$\frac{dF(H_t)}{dH_t} = \frac{dH_c}{dH_t} = 0.$$

Но вместо того чтобы сначала интегрировать по $v$, а затем дифференцировать по $H_t$, можно продифференцировать выражение для $H_t$ по параметру $H_t$, а затем уже интегрировать по $v$.

По правилу дифференцирования определенного интеграла по параметру имеем

$$\frac{dH_t}{dH_t} = \overline{v} \int_{v_0}^{v_4} \frac{\partial}{\partial H_t} \left\{ H \left[ b + a (H - H_t)^2 \right] \frac{1}{v^2} \right\} dv + 2aH_1 (H_t - H_1) G_4 =$$

$$= \overline{v} \int_{v_0}^{v} 2aH (H_t - H) \frac{dv}{v^2} + 2aH_1 (H_t - H_1) G_4 = 0.$$

Сокращаем на $2a$, заменяем $G_4$ через $\overline{v}/v_4$ и определяем $H_t$:

$$H_t = \frac{\int_{v_0}^{v_4} H^2 \frac{dv}{v^2} + \frac{H_1^2}{v_4}}{\int_{v_0}^{v_4} H \frac{dv}{v^2} + \frac{H_1}{v_4}}. \tag{153}$$

Заменяя $H$ через его выражение $\beta \left[ \left( \frac{v_5}{v} \right)^{k-1} - 1 \right]$ и производя интеграцию, получим вполне определенное и единственное значение $H_t$. Самая интеграция затруднений не представляет.

Не производя интеграции, можно доказать следующее неравенство:

$$H_0 > H_t > H_1;$$

действительно, имеем неравенства

$$H_0 \int_{v_0}^{v_4} H \frac{dv}{v^2} > \int_{v_0}^{v} H^2 \frac{dv}{v^2} > H_1 \int_{v_0}^{v_4} H \frac{dv}{v^2}, \tag{154}$$

так как, очевидно, $H_0 \geqslant H \geqslant H_1$ на всем интервале от $v_0$ до $v_4$ или от $G_0$ до $G_4$ (фиг. 73).

Также очевидно неравенство

$$\frac{H_0 H_1}{v_4} > \frac{H_1^2}{v_4}. \tag{155}$$

Подставим в числитель формулы (153) вместо интеграла

$$\int_{v_0}^{v_4} H^2 \frac{dv}{v^2}$$

больший интеграл

$$H_0 \int_{v_0}^{v_4} H \frac{dv}{v^2}$$

из неравенства (154) и используем неравенство (155), тогда правая часть равенства (153) увеличится, и мы получим

$$H_i < \frac{H_0 \int_{v_0}^{v_4} H \frac{dv}{v^2} + \frac{H_0 H_1}{v_4}}{\int_{v_0}^{v_4} H \frac{dv}{v^2} + \frac{H_1}{v_4}} = H_0.$$

Используя вторую часть неравенства (154), получим

$$H_i > \frac{H_1 \int_{v_0}^{v_4} H \frac{dv}{v^2} + \frac{H_1^2}{v_4}}{\int_{v_0}^{v_4} H \frac{dv}{v^2} + \frac{H_1}{v_4}} = H_1.$$

Таким образом мы доказали, что расчетный перепад обязательно будет лежать между $H_0$ и $H_1$. Кроме этого его величина не зависит от коэфициентов $a$ и $b$, входящих в формулу для $\varphi^2$, что видно из формулы (153). Это очень важно, так как в этом случае весь расчет не зависит от точных значений, определяемых кривой $\varphi = F(H)$, а лишь от параболического характера этой кривой.

Для интеграции формулы (153) введем новое переменное в выражение для $H$:

$$H = \beta \left[ \left( \frac{v_5}{v} \right)^{k-1} - 1 \right] = \beta (z^{k-1} - 1), \tag{156}$$

где $z = \frac{v_5}{v}$. Диференцируем $z$:

$$dz = -v_5 \frac{dv}{v^2}, \text{ или } -\frac{dz}{v_5} = \frac{dv}{v^2}. \tag{157}$$

Вставляем значения $H$ и $\frac{dv}{v^2}$ из формул (156) и (157) в формулу (153).

$$H_i = \frac{\frac{\beta^2}{v_5} \int_{z_4}^{z_0} (z^{k-1} - 1)^2 dz + \frac{H_1^2}{v_4}}{\frac{\beta}{v_5} \int_{z_4}^{z_0} (z^{k-1} - 1)\, dz + \frac{H_1}{v_4}} = \beta \frac{\int_{z_4}^{z_0} (z^{k-1} - 1)^2 dz + z_4 (z_4^{k-1} - 1)^2}{\int_{z_4}^{z_0} (z^{k-1} - 1) dz + z_4 (z_4^{k-1} - 1)},$$

заменяя $H_1$ его выражением через $z$:

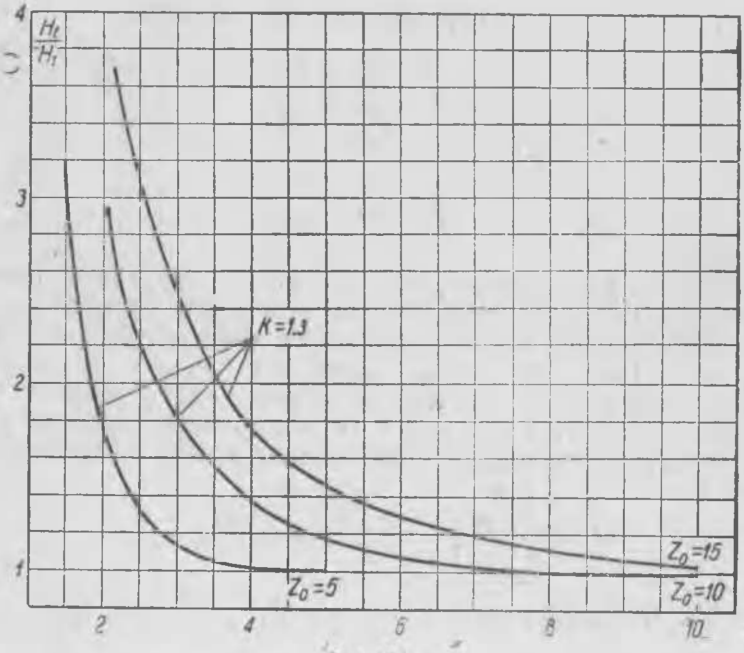
$$H_1 = \beta\left[\left(\frac{v_5}{v_4}\right)^{k-1} - 1\right] = \beta\,(z_4^{k-1} - 1)$$

и сокращая на $v_5$, причем

$$z_0 = \frac{v_5}{v_0}; \quad z_4 = \frac{v_5}{v_4}.$$

Интегрируем:

$$H_t = \beta \cdot \frac{\frac{1}{2k-1}(z_0^{2k-1} - z_4^{2k-1}) - \frac{2}{k}(z_0^k - z_4^k) + z_0 - z_4 + z^{2k-1} - 2z_4^k + z_4}{\frac{1}{k}(z_0^k - z_4^k) - (z_0 - z_4) + z_4^k - z_4}.$$




Фиг. 74.

Делаем приведение подобных одночленов:

$$H_t = \beta \cdot \frac{\frac{z_0^{2k-1}}{2k-1} - \frac{2z_0^k}{k} + z_0 + \frac{2(k-1)}{2k-1} z_4^{2k-1} - 2\frac{k-1}{k} z_4^k}{\frac{z_0^k}{k} + \frac{k-1}{k} z_4^k - z_0}. \quad (158)$$

При подсчетах надо всегда иметь в виду, что $H_0 > H_t > H_1$, или

$$\beta\,(z_0^{k-1} - 1) > H_t > (z_4^{k-1} - 1)\beta.$$

Для большей наглядности определим отношение

$$\frac{H_t}{H_1}=\frac{\frac{z_0^{2k-1}}{2k-1}-\frac{2}{k}z_0^k+z_0+\frac{2(k-1)}{2k-1}z_4^{2k-1}-2\frac{k-1}{k}z_4^k}{\left(\frac{z_0^k}{k}+\frac{k-1}{k}z_4^k-z_0\right)(z_4^{k-1}-1)} \qquad (159)$$

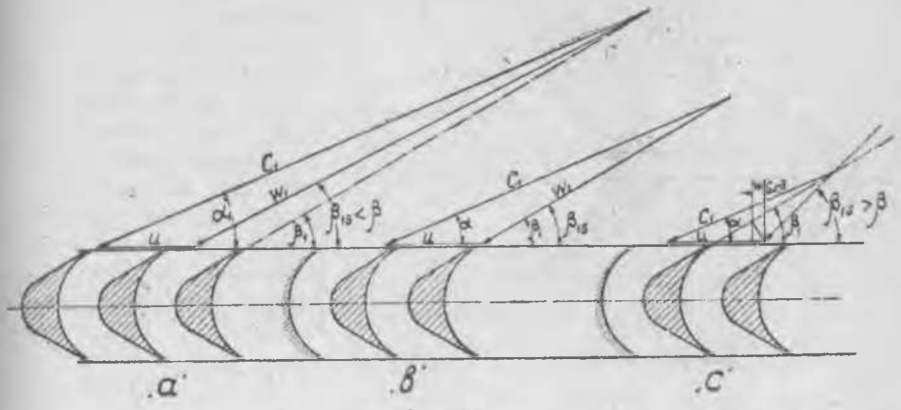
и построим диаграмму зависимости этого отношения от $z_4$ при постоянном $z_0$. На фиг. 74 в масштабе даны кривые для $z_0=5,\ 10,\ 15$. Из этих кривых видно, что при $z_4$, близком к $z_0$, отношение $\frac{H_t}{H_1}$ резко стремится к единице, т. е. расчетное теплопадение близко к $H_1$.

Необходимо помнить, что формула (158) применима лишь в тех пределах, в которых коэфициент $\varphi$ следует параболическому закону, т. е. для отношений $\frac{H_0}{H_1}\not> 3-3{,}5$.

Для определения работы на окружности колеса нужно знать текущее значение $\eta_u$. Так как этот коэфициент должен учитывать и потерю на удар при входе струи на лопатку, то предварительно рассмотрим это явление.

### Удар при входе струи на лопатку

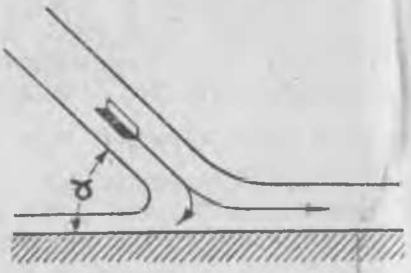
Работа струи на лопатках в турбине постоянного объема сгорания существенно отличается от работы ее в турбине постоянного давления. Ввиду того что давление в камере сгорания непре-




Фиг. 75.

рывно меняется, скорость истечения в пределах одного цикла также меняется с некоторого максимума до нуля или некоторого минимума (например, в цикле Стодола). Но так как окружная скорость турбинного колеса в пределах одного цикла не может меняться из-за инерции вращающихся масс, то отношение $\frac{u}{c_1}$ также непрерывно меняется, а следовательно, изменяется и угол входа $\beta_{1s}$ струи на лопатки. Можно различать три случая (фиг. 75): а) угол $\beta_{1s}$ меньше, чем угол лопатки $\beta_1$, в этом случае происходит удар

струи в вогнутую сторону лопатки; б) угол $\beta_{1s} = \beta_1$, безударный вход струи на лопатку, и, наконец, в) $\beta_{1s} > \beta_1$ — удар в спинку лопатки, наиболее вредное явление. Таким образом струя почти все время будет работать с ударом при входе на лопатку. Величина этого удара непрерывно изменяется, но тем не менее лишь одно мгновение мы имеем нормальную, безударную, работу струи, когда $\beta_{1s} = \beta_1$.

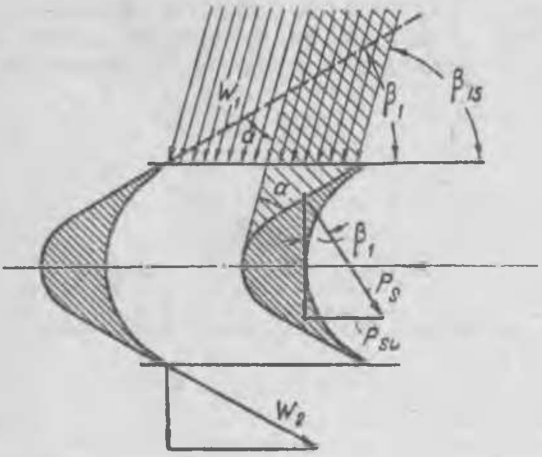



Фиг. 76.

В практике стационарных паровых турбин эти явления большого значения не имеют. Но когда появились турбовозы, работающие с переменным числом оборотов, вопрос об ударном действии струи на лопатку стал актуальным и для паровых турбин [1].

Некоторое представление о величине потери на удар можно получить из следующих соображений:

Рассмотрим схему фиг. 76: струя газа направлена на плоскость под углом $\alpha$, газ покидает плоскость параллельно плоскости, т. е. допускаем, что отскакивания газа от плоскости не наблюдается. Допущение это достаточно произвольное, но оно соответствует минимальному значению нормального усилия на плоскость, которое мы и определим.




Фиг. 77.

Усилие, воздействующее на плоскость при ударе, равно секундному изменению количества движения по направлению, нормальному к плоскости:

$$\frac{G}{g} c \sin \alpha = P. \qquad (160a)$$

Если плоскость движется, то вместо абсолютной скорости надо брать относительную с соответствующим учетом угла. Положение это можно применить к лопаткам. Для этого предположим, что дана лопатка, выполненная с определенным углом $\beta_1$ (фиг. 77), и пусть струя входит на нее не под углом $\beta_1$, а под углом $\beta_{1s}$, причем направление струи с направлением касательной к кромке лопатки составляют некоторый угол $\alpha = \beta_{1s} - \beta_1$. Как видим, в этом

[1] Работа Курт Мауритц, Рабочий процесс турбины с противодавлением при переменном числе оборотов, Энергоиздат, 1933.

случае часть струи, отмеченная косой штриховкой, встречает спинку лопатки под углом $\alpha$.

Другая часть струи попадает на вогнутую часть следующей лопатки. По сути дела надо было бы отдельно учесть влияние каждой части струи, но для простоты допустим, что как бы вся струя встречает спинку лопатки под углом $\alpha$.

Давление струи, направленное перпендикулярно к спинке, равно

$$P_s = \frac{G}{g} w_1 \sin \alpha$$

и составляет некоторый угол с направлением окружной скорости. Для того чтобы определить отрицательную работу, производимую силой $P_s$, надо проекцию этой силы на направление окружной скорости умножить на длину пути лопаток. Проекция силы $P_s$ на направление окружной скорости

$$P_{su} = \frac{G}{g} w_1 \sin \alpha \cdot \sin \beta_1.$$

Умножая силу $P_{su}$ на путь, пройденный лопатками, равный $u \cdot t$, получим величину отрицательной работы от удара ($L'_s$)

$$L'_s = \frac{Gtu}{g} \cdot w_1 \sin \alpha \cdot \sin \beta_1.$$

Относя работу к 1 *кг*, имеем

$$L_s = \frac{L'_s}{Gt} = \frac{u}{g} w_1 \sin \alpha \cdot \sin \beta_1, \qquad (160)$$

где $G$ — суммарное количество килограммов в секунду.

Работа $L_s$ будет по существу отрицательной, так как усилие $P_{su}$ направлено против вращения, и эту работу надо вычитать из работы на окружности колеса, причем за относительную скорость входа надо считать величину $w_1 \cos \alpha$, так как другая составляющая $w_1 \sin \alpha$ уничтожится ударом [1].

Таким образом за каждый момент времени нам известна работа на окружности колеса с учетом явлений удара, причем выведенные формулы справедливы только при условии удара в спинку лопатки. При наличии удара на вогнутую часть лопатки влияние его придется учитывать изменением относительной скорости входа. Направление струи образует некоторый угол $\alpha$ с кромкой лопатки (фиг. 75а), причем допустим, что происходит удар на вогнутую часть. Проектируя скорость $w_1$ на направление кромки лопатки, получим уменьшенную скорость $w_1 \cos(\beta_{1s} - \beta_1)$, с которой струя и вступит на лопатку.

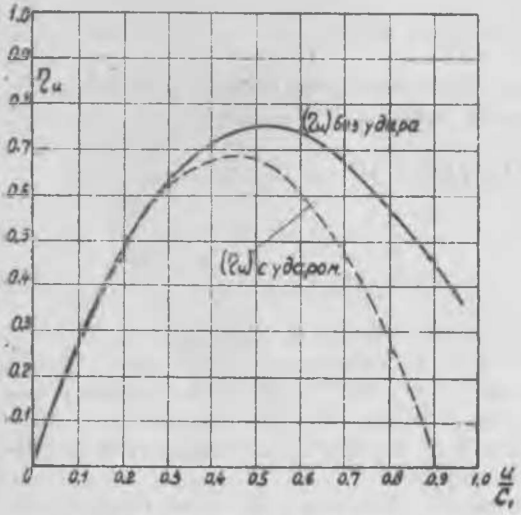
Таким образом влияние удара на вогнутой стороне лопатки мы будем оценивать лишь уменьшением относительной скорости. При-

[1] Не следует думать, что формула (116) не годится для подсчета с ударом; весь вопрос в определении $c_2 \cos \alpha_2$, в нашем подсчете $c_2 \cos \alpha_2 = w_1 \psi \cos \alpha - u - w_1 \sin \alpha \times \sin \beta_1$. Flügel (S. 91) считает потерю на удар в долях от $\frac{w_1^2}{2g}$ по формуле

$$\zeta_{r1s} = 2\left(\sin^2 \frac{\alpha}{2} + 2 \sin^4 \frac{\alpha}{2}\right),$$

оба подсчета имеют ориентировочный характер.

меняя этот метод, можно построить кривую изменения к.п.д. в зависимости от $\frac{u}{c_1}$ для постоянного угла лопатки $\beta_1$ (фиг. 78). На фиг. 78 сплошной кривой нанесен случай безударного входа на лопатки. Пунктирной линией показано протекание $\eta_u$ в случае явлений удара и в спинку лопатки и в вогнутую часть. Кривую удобней строить для $\varphi = 1$, так как в дальнейшем коэфициент $\varphi$ будет учитываться отдельно. В расчетной точке обе кривые совпадают, а во всех остальных точках они расходятся. Понятно, что удар будет тем больше сказываться, чем больше значение $\frac{u}{c_1}$, так как большим значениям $\frac{u}{c_1}$ как раз соответствует удар в спинку лопатки. Имея кривую к.п.д. на окружности колеса с учетом удара для $\varphi = 1$, можем определить общий к.п.д. на окружности колеса, найдя работу на окружности колеса по вышеприводившейся формуле:




Фиг. 78.

$$L_{uv} = \int_{G_k}^{G_0} \frac{c_1^2}{2g\varphi^2} \cdot \eta_u dG.$$

Так как $\eta_u = \varphi^2 \eta_u'$, где $\eta_u'$ — к.п.д. на окружности колеса в предположении $\varphi = 1$, то

$$L_{uv} = \int_{G_k}^{G_0} \frac{c_1^2}{2g} \eta_u' dG =$$

$$= \int_{G_k}^{G_0} \frac{c_1'^2}{2g} \varphi^2 \eta_u' dG,$$

где $c_1'$ — теоретическая скорость истечения из сопла для данного момента; $G_0 = 1$ *кг*; $G_k$ — остаток газов в камере, когда давление в ней упадет до конечного давления. Приравнивая $\varphi^2 \eta_u' = 1$, мы получим то, что называли располагаемой работой. Следовательно, располагаемая работа на окружности колеса представится интегралом

$$L_{uk} = \int_{G_k}^{G_0} \frac{c_1'^2}{2g} \cdot dG,$$

т. е. то, что мы раньше называли $L_{ek}$ — располагаемой работой для турбин с постоянным объемом сгорания.

Для определения работы на окружности колеса придется произвести графическую интеграцию, так как зависимость $\eta_u' = F\left(\frac{u}{c_1}\right)$ дана графически.

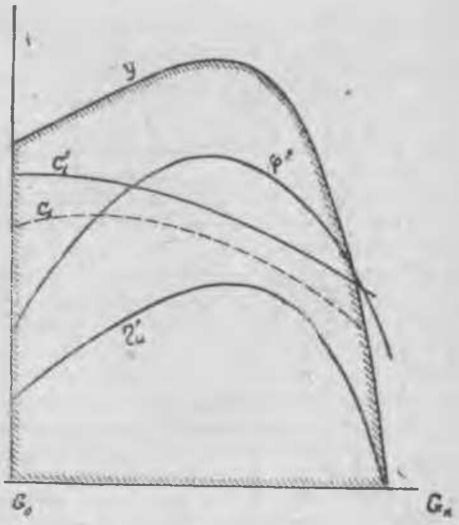
Подсчет ведем следующим образом: по уравнению $G = \frac{v}{v}$ определяем $v$ для любого $G$; по найденному $v$ из уравнения адиабаты находим текущее $p = p_0 \left(\frac{v_0}{v}\right)^k$, по текущим значениям $p$ и $v$ и по давлению за соплом $p_1$ находим теоретическую скорость $c_1'$:

$$c_1' = \sqrt{2g \frac{k}{k-1} pv \left[1 - \left(\frac{p_1}{p}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]}.$$

По скорости $c_1'$ по диаграммам фиг. 34 и 35 находим $\varphi$ и действительную скорость $c_1 = \varphi c_1'$. Все три кривые (фиг. 79) строим в зависимости от $G$ (количество газов в камере).

Предполагая окружную скорость известной или заданной, по отношению $\frac{u}{c_1}$ находим для ряда значений $G$ величину $\eta_u'$, пользуясь фиг. 78, и полученные величины тоже откладываем на фиг. 79. По кривым $c_1'\varphi$ и $\eta_u'$ строим кривую

$$\frac{c_1'^2}{2g} \varphi^2 \eta_u' = y = F(G).$$




Фиг. 79.

Площадь этой кривой $y$ с осью $G$ и даст искомую работу на окружности колеса $L_{uc}$. Отношение этой площади к $L_{ok}$ даст к.п.д. на окружности колеса турбины с учетом переменной скорости, переменного коэфициента и удара на лопатки. Следует отметить, что пересечение кривой $y$ с осью абсцисс на фиг. 79 — случайно.

Таким образом, изменяя окружную скорость и угол $\beta_1$, конечно, в допустимых пределах, можно получить оптимальный к.п.д. на окружности колеса. Нужно сказать, однако, что подобный подсчет занимает много времени, потому что каждый раз потребуется графическая интеграция и каждый раз придется строить кривую к. п. д. на окружности колеса.

*ГЛАВА ШЕСТАЯ*

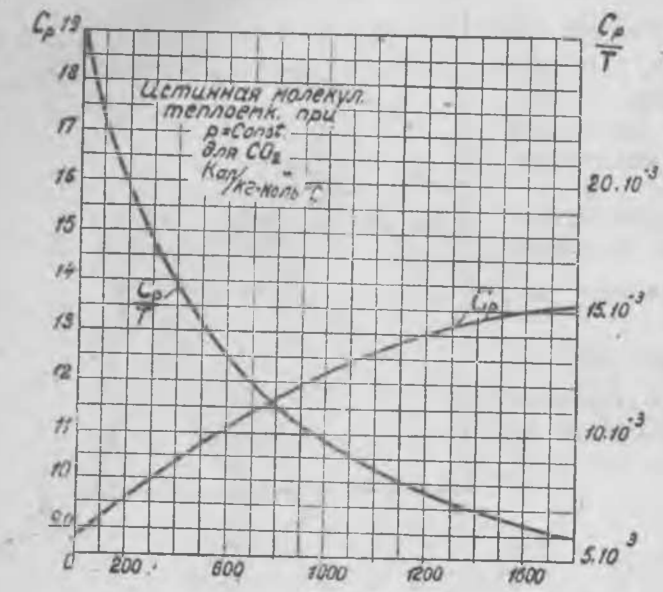
## ТЕПЛОВОЙ РАСЧЕТ ГАЗОВЫХ ТУРБИН В *TS*-ДИАГРАММЕ

### Основы построения *TS*-диаграммы

Ввиду того что величина теплоемкости, как мы в свое время установили, имеет большое влияние на значение к.п.д., при расчете турбины с постоянной теплоемкостью легко можно получить нена-

дожные величины к.п.д. Даже при подсчете значений к.п.д. турбины с учетом переменной теплоемкости по разным авторам получаются несколько различные значения. Для того чтобы получить более надежные величины, приходится выбирать возможные наибольшие значения теплоемкостей.

Теплоемкости, принятые Шюле в его курсе термодинамики, удовлетворяют выдвинутым требованиям: они довольно близко подходят к значениям, даваемым другими авторами, но они больше, чем, например, значения, даваемые Партингтоном и Шиллингом (Partington и Schilling). Теплоемкость водяного пара и углекислоты не следует прямолинейному закону, что весьма затрудняет аналитический расчет к.п.д.[1] Поэтому расчет в этом случае производится графически при помощи *TS*-диаграммы.




Фиг. 80.

Теперь несколько остановимся на тепловой диаграмме для продуктов сгорания в газовых турбинах. Не допуская никаких ограничений, а считаясь только с точными значениями теплоемкости, взятыми по диаграмме, можно вполне точно построить в *TS*-диаграмме кривые изменения энтропии при постоянном давлении (изобары) и при постоянном объеме (изохоры), кривые внутренней энергии и теплосодержания для каждого компонента газа в отдельности. Рассмотрим построение диаграммы для углекислоты.

Зависимость теплоемкости $c_p$ от температуры дается кривой, показанной на фиг. 80.

Как видим, кривая теплоемкости достаточно далека от прямой линии, но имея эту кривую, нетрудно построить в *TS*-координатах кривую изменения энтропии при постоянном давлении. Как известно, в диференциальной форме эта кривая $S=f(T)$ выразится таким образом:

$$dS = c_p \frac{dT}{T}. \qquad (161)$$

[1] Проф. Е. К. Мазинг подметил прямолинейный закон изменения теплоемкости смеси $CO_2$ и $H_2O$, взятых в той пропорции, в какой они встречаются в продуктах сгорания.

Это положение является частным случаем общей закономерности, указанной проф. Шюле [см. формулу (171)].



Переходя от диференциальной формы к интегральной, нужно иметь в виду, что теплоемкость $c_p$ не является величиной постоянной, а является сама функцией температуры, т. е.

$$S - S_0 = \int_{T_0}^{T} c_p \frac{dT}{T}. \qquad (162)$$

Этот интеграл может быть разрешен, если дана функциональная зависимость $c_p$ от температуры. Последняя в нашем случае дана графически. На той же самой диаграмме строим кривую $\frac{c_p}{T} = F(T)$. Кривая строится по точкам: для каждой температуры, имея соответствующую теплоемкость $c_p$, делим ее на взятое значение $T$ и полученное значение откладываем как ординату, приняв за начальную температуру $T_0 = 273°$ абс. Интеграл, стоящий в правой части, будет представляться площадью, лежащей под кривой $\frac{c_p}{T}$. Меняя верхний предел интеграла, будем получать разное значение площади, а следовательно, получим ряд значений приращения энтропии в функции от температуры и, нанеся их в *TS*-координатах, получим кривую изменения энтропии при постоянном давлении в тепловой диаграмме. Короче: интегральная кривая кривой $\frac{c_p}{T} = F(T)$ и будет искомая.

Таким образом для построения изобары необходимо планиметрирование целого ряда площадей, имея же изобару, можно построить изохору уже без всякой интеграции.

Из термодинамики мы имеем

$$c_p - c_v = AR = 1{,}985 \text{ } кал/моль\,°\text{C} \text{ при } R = 848 \text{ } кгм/моль\,°\text{C}. \qquad (163)$$

Подставляя значение теплоемкости $c_p$ из этого равенства в основное уравнение (161), получим следующее выражение:

$$dS = (AR + c_v)\frac{dT}{T} = AR\frac{dT}{T} + c_v\frac{dT}{T}.$$

Интегрируя его, получаем

$$S - S_0 = AR \ln \frac{T}{T_0} + (S_v - S_{v_0}).$$

Интеграл

$$\int_{T_0}^{T} c_v \frac{dT}{T} = S_v - S_{v_0}$$

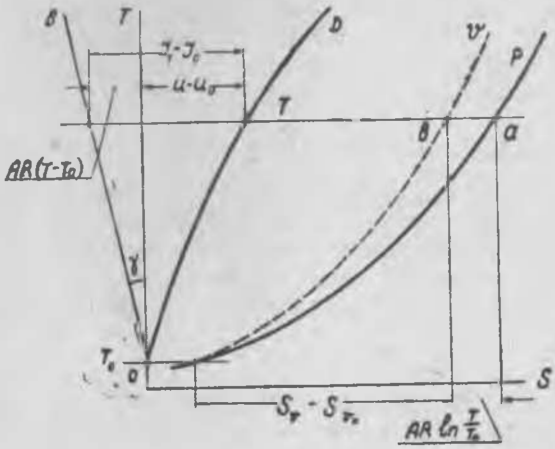
дает изменение энтропии в зависимости от $T$ при постоянном объеме. $S - S_0$ найдено нами раньше и дает изменение энтропии при постоянном давлении. Из этого равенства находим $(S_v - S_{v_0})$:

$$S_v - S_v = S - S_0 - AR \ln \frac{T}{T_0}. \qquad (164)$$

Последнее выражение показывает, что приращение энтропии для постоянного объема получим, вычтя величину $AR\ln\frac{T}{T_0}$ из приращения энтропии при постоянном давлении.

Таким образом, откладывая на $TS$-диаграмме (фиг. 81) влево от кривой $p = \text{const}$ отрезок $ab = AR\ln\frac{T}{T_0}$ для текущих значений $T$, получим кривую постоянного объема (пунктир)[1].

Обычно, для удобства подсчета тепловая диаграмма совмещается с диаграммой внутренней энергии и теплосодержания, причем по оси абсцисс откладывается внутренняя энергия, а по оси ординат — температура.




Фиг. 81.

В диференциальной форме кривая внутренней энергии может быть выражена уравнением

$$dU = c_v dT,$$

интегрируя, получим

$$U - U_0 = \int_{T_0}^{T} c_v dT. \qquad (165)$$

Для теплосодержания будем иметь аналогичное выражение

$$I - I_0 = \int_{T_0}^{T} c_p dT. \qquad (166)$$

Имея зависимость $c_p$ от температуры, приращение теплосодержания определяем графически, а именно приращение теплосодержания от $T_0$ до $T$ выразится площадью, ограниченной кривой $c_p = f(T)$, осью абсцисс и ординатами $T_0$ и $T$ (фиг. 80). Определяя величины площадей для соответствующих температур, находим зависимость теплосодержания от $T$ в виде кривой. Последняя дает возможность, базируясь на связи между $c_p$ и $c_v$, выражаемой формулой (163), определить и приращение внутренней энергии.

В самом деле, подставляя вместо $c_v$ выражение из формулы (163) в формулу (165) для приращения внутренней энергии, получим

$$U - U_0 = \int_{T_0}^{T} (c_p - AR)\, dT = I - I_0 - AR(T - T_0), \qquad (167)$$

т. е., чтобы получить приращение внутренней энергии, нужно из

---

[1] Величина $AR\ln\frac{T}{273}$ (при $T_0 = 273°$ абс.) в функции от температуры нанесена на прилагаемой $T$-$S$ диаграмме — кривая $MN$; она удобна для подсчетов с политропой, ее масштаб взят в три раза больше, чем для кривых $p = \text{const}$ и $v = \text{const}$. Пользование см. в примерах расчета.

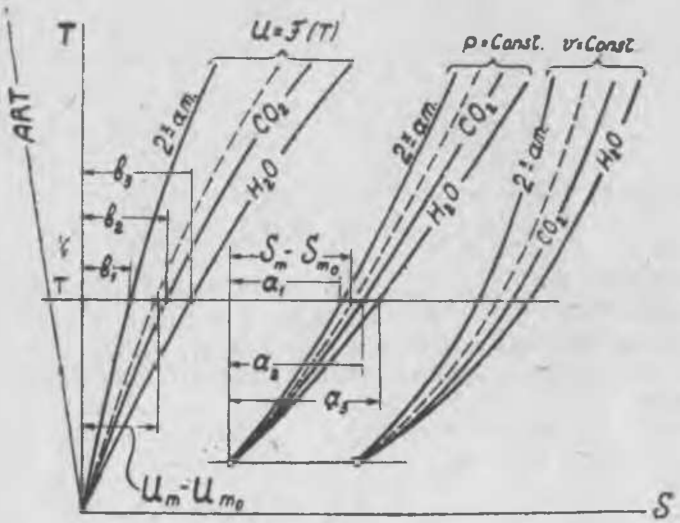
приращения теплосодержания вычесть член $AR(T-T_0)$ и обратно — приращение теплосодержания

$$I-I_0=U-U_0+AR(T-T_0).$$

Последнее выражение дает возможность очень удобно совместить на $TS$-диаграмме в виде одной „кривой тепла" кривые теплосодержания и внутренней энергии. Действительно, проведя из начала координат (фиг. 81) прямую $OB$ так, чтобы

$$\operatorname{tg}\gamma=\frac{AR(T-T_0)}{T-T_0}=AR,$$

получим, что отрезки от этой прямой до оси $T$ (изотермы) будут давать значение $AR(T-T_0)$, и поэтому отрезки от прямой $OB$ до




Фиг. 82.

кривой тепла $OD$ дадут значения $AR(T-T_0)+U-U_0$ для данной температуры $T$.

Кривые постоянного объема, постоянного давления и кривые тепла можно построить для всех компонент газа: водяного пара, углекислоты и двухатомных газов. Теплоемкость всех двухатомных газов одинакова; правда, некоторое отступление от этого правила имеет водород, но в продуктах сгорания его нет. Поэтому можно построить три рода кривых — для углекислоты и для водяного пара разобранным выше графическим методом и аналитически для двухатомных газов. Таким образом будем иметь девять кривых, а по ним уже легко построить кривые $p$, $v$, $U$ для любого состава продуктов сгорания, т. е. те кривые, которые нам потребуются для расчета (схема такой диаграммы дана на фиг. 82).

Рассмотрим построение линии постоянного давления для определенного состава продуктов сгорания, заданного молекулярно:

$$M_1+M_2+M_3=1,$$

где $M_1$ — молекулярная доля двухатомных газов;
$M_2$ — молекулярная доля углекислоты;
$M_3$ — молекулярная доля водяного пара.

Обозначая молекулярные теплоемкости этих газов соответственно через $c_1$, $c_2$, $c_3$, получим теплоемкость смеси

$$c_m = M_1c_1 + M_2c_2 + M_3c_3. \tag{168}$$

Теплоемкости берем либо для постоянного давления, либо для постоянного объема в зависимости от того, какую кривую хотим построить: $p = \text{const}$ или $v = \text{const}$.

Бесконечно малое приращение энтропии для смеси при $p = \text{const}$ или $v = \text{const}$

$$dS_m = c_m \frac{dT}{T} = M_1c_1 \frac{dT}{T} + M_2c_2 \frac{dT}{T} + M_3c_3 \frac{dT}{T}.$$

Интегрируя это выражение от $T_0$ до $T$ и заменяя (фиг. 82)

$$\int_{T_0}^{T_1} \frac{c_1}{T} dT = a_1; \quad \int_{T_0}^{T} \frac{c_2}{T} dT = a_2; \quad \int_{T_0}^{T} \frac{c_3}{T} dT = a_3,$$

получим приращение энтропии для смеси

$$S_m - S_{m_0} = M_1a_1 + M_2a_2 + M_3a_3. \tag{169}$$

Находя отрезок $(S_m - S_{m_0})$ для различных $T$, получим пунктирную кривую (фиг. 82) $p = \text{const}$ или $v = \text{const}$ в зависимости от того, у каких кривых мы берем отрезки $a_1$, $a_2$, $a_3$.

Аналогичное построение можно проделать для кривой внутренней энергии.

Взяв некоторую температуру $T$ и измерив отрезки $b_1$, $b_2$ и $b_3$, получим отрезок $U_m - U_{m_0}$:

$$U_m - U_{m_0} = M_1b_1 + M_2b_2 + M_3b_3. \tag{170}$$

Этот отрезок $U_m - U_{m_0}$ и даст изменение внутренней энергии для смеси при данной температуре $T$. Проделывая подобные подсчеты несколько раз, получим пунктирную кривую, которая покажет изменение внутренней энергии для смеси. Прямая же $ART$ одинакова как для смеси, так и для любого газа в отдельности, если все построение вести для одного моля. Таким образом для каждого состава продуктов сгорания мы можем вполне точно построить свою $TS$-диаграмму (пунктирные кривые фиг. 82), на которой будут три основных линии — постоянного давления, постоянного объема и внутренней энергии.

Если не считаться с несколько меньшей точностью, то построение $TS$-диаграммы для продуктов сгорания можно упростить, имея лишь одну общую диаграмму, из которой быстро можно получить $TS$-диаграмму для любых продуктов сгорания. Эта диаграмма предложена проф. Шюле.

Шюле принимает прямолинейную зависимость между температурой и теплоемкостью продуктов сгорания, что довольно хорошо соответствует действительности.

Молекулярная теплоемкость чистых продуктов сгорания, получаемых при коэфициенте избытка воздуха, равном единице, имеет почти общее значение для различных топлив по Шюле:

$$c_{pg} = 6{,}86 + 0{,}0016\,T\ ^{1}. \qquad (171)$$

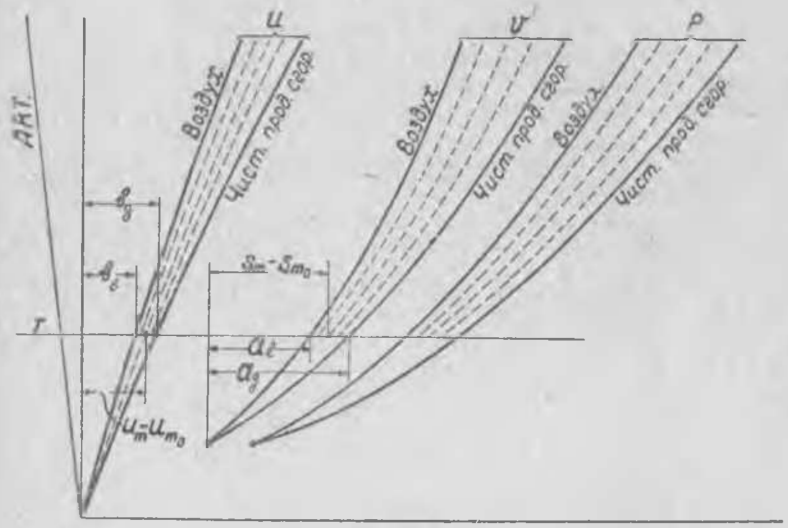
Выхлопные газы любого состава при коэфициенте избытка воздуха, большем единицы, состоят из некоторой доли чистых продуктов сгорания $M_g$ (при $\alpha = 1$) плюс некоторая доля воздуха $M_l$:

$$M_g + M_l = 1.$$

Теплоемкость $c_m$ смеси будет изображаться так:

$$c_m = M_g c_g + M_l c_l = c_l + M_g (c_g - c_l). \qquad (172)$$

Здесь $c_l$ — теплоемкость воздуха, также имеющая прямолинейную зависимость от температуры. Так как теплоемкость чистых про-




Фиг. 83.

дуктов сгорания Шюле принимается общей для всех топлив, то можно построить раз навсегда кривые $p$, $v$, $U$ для чистых продуктов сгорания ($\alpha = 1$) так же, как и кривые $p$, $v$, $U$ для воздуха (фиг. 83).

Ввиду прямолинейной зависимости теплоемкости от температуры построение этих кривых производится без графической интеграции, так как интеграл просто берется аналитически.

Ясно, что кривые $p$, $v$, $U$ для продуктов сгорания с коэфициентом избытка воздуха $\alpha > 1$ будут итти между кривыми чистых продуктов сгорания и воздуха.

Аналогичным путем получим приращение энтропии для смеси $\alpha > 1$:

$$S_m - S_{m_0} = a_l + M_g (a_g - a_l), \qquad (173)$$

[1] Schule, Technische Thermodynamik, I, 1923, стр. 71, формула (4).

где $a_l$ и $a_g$ (фиг. 83) — приращение энтропии для воздуха и газов соответственно.

Из формулы (173) следует, что приращение энтропии для смеси больше, чем для воздуха, на величину, пропорциональную доле газа в смеси.

Берем отрезок $(a_g - a_l)$ для разных температур и делим его на 10 частей, соответственные деления соединяем кривыми и получим пучок кривых $v = \text{const}$, $p = \text{const}$.

Кривая, идущая через первые деления от кривой чистого воздуха, соответствует $M_g = 0{,}1$, вторая $M_g = 0{,}2$, третья $M_g = 0{,}3$ и т. д. Кривая чистых газов соответствует $M_g = 1{,}0$.

Аналогично строим пучок кривых внутренней энергии:

$$U_m - U_{m_l} = b_l^i + M_g (b_g - b_l).$$

Опять делим отрезок $(b_g - b_l)$ на 10 частей, беря его для разных температур. (см. приложенную $TS$-диаграмму).

Для теплового расчета требуется не пучок, а по одной кривой из каждого пучка, т. е. то, что показано схематически на фиг. 81.

Найдя $M_g$ из уравнений сгорания, мы замечаем соответствующие кривые $p$, $v$, $U$ в диаграмме и в дальнейшем уже не обращаем внимания на остальные кривые пучка, оперируя лишь с кривыми для найденного $M_g$.

В практике обычно имеют дело с избытком воздуха $\alpha$, и поэтому установим связь между $M_g$ и $\alpha$. Продукты сгорания вообще будут состоять из: $(1 + l_0)$ килограммов чистых продуктов сгорания на 1 *кг* топлива; $(\alpha - 1) l_0$ килограммов чистого воздуха на 1 *кг* топлива, где $l_0$ — теоретически необходимое количество воздуха в *кг* на 1 *кг* топлива. Обозначив молекулярный вес чистых продуктов сгорания через $m_g$, а воздуха — через $m_l$, будем иметь

$$M_g = \frac{\frac{1 + l_0}{m_g}}{\frac{1 + l_0}{m_g} + \frac{(\alpha - 1) l_0}{m_l}} = \frac{1}{1 + \frac{(\alpha - 1) l_0}{1 + l_0} \cdot \frac{m_g}{m_l}} =$$

$$= \frac{1}{1 + q(\alpha - 1)}, \qquad (174)$$

где через $q$ обозначено постоянное выражение:

$$q = \frac{l_0}{1 + l_0} \cdot \frac{m_g}{m_l}.$$

Из формулы (174) следует, что для $\alpha = 1$ $M_g = 1$ и для $\alpha = \infty$ $M_g = 0$, что и должно быть.

Для жидких и твердых топлив величина $q$ очень близка к единице, поэтому для них

$$M_g \approx \frac{1}{\alpha}. \qquad (174а)$$

Приложенная диаграмма построена для продуктов сгорания нефти способом, разобранным на фиг. 82 [1], причем этим способом построена кривая для чистых продуктов сгорания, а кривые для воздуха совпадают с кривыми двухатомных газов. Промежутки между кривыми разбиты на 10 частей, и для перехода от $\alpha$ к $M_g$ использована формула (174). Но диаграмма может быть использована для любого топлива, так как прямая теплоемкости чистых продуктов сгорания [формула (171)] по Шюле очень близко подходит к кривой для продуктов сгорания нефти [2].

Зависимость по формуле (174) между $M_g$ и $\alpha$ представлена прямой линией, для чего по оси $M_g$ отложены обратные величины:

$$\frac{1}{M_g} = 1 + q(\alpha - 1) = x,$$

тогда $x = f(\alpha)$ будет давать уравнение прямой линии, а величина $q$ будет лишь изменять положение этой прямой в зависимости от состава топлива.

## Зависимость теплотворной способности топлива от условий сгорания

Теплотворная способность топлива зависит от того, как ведется процесс сгорания: при постоянном объеме или постоянном давлении, а также от величины начальной температуры. Теплотворной способностью топлива называется количество тепла, получаемое при охлаждении продуктов сгорания весовой единицы топлива от температуры горения до первоначальной температуры, причем в зависимости от того, как ведется процесс охлаждения, различают: 1) теплотворную способность $Q_v$ при $v = \text{const}$ или по бомбе, что соответствует охлаждению при постоянном объеме, и 2) теплотворную способность $Q_p$ при $p = \text{const}$ (обычно в калориметре типа Юнкерса) — охлаждение при постоянном давлении.

Зависимость теплотворной способности от температуры до начала горения легко получить из общего закона Гесса (Hess) о теплоте химических реакций при ведении реакции при $v = \text{const}$ или $p = \text{const}$: теплота химической реакции не зависит от промежуточных состояний веществ, вступающих в реакцию, а лишь от начального и конечного состояния.

Пусть до сгорания имеем $B$ килограммов топлива при температуре $T°$ и с теплоемкостью $c_b$ *кал/кг* °C и $L$ килограммов воздуха с температурой $T_l$ и теплоемкостью $c_l$. Начальная температура $T_1$ равна температуре смеси:

$$T_1 = \frac{B \cdot T_b c_b + L T_l c_l}{B c_b + L c_l}. \qquad (175)$$

После сгорания получится $(B + L)$ килограммов продуктов сгорания с теплоемкостью $c_g$ *кал/кг* °C, которая зависит от температуры. Необходимо также отметить, что $c_b$ и $c_l$ в формуле (175)

[1] На диаграмме нанесены линии $p = \text{const}$, $v = \text{const}$ и $U = \text{const}$ для $CO_2$ и $H_2O$, по которым и велось все построение.

[2] См. Schüle, Bd I, 1923, фиг. 16, стр. 69.

являются средними теплоемкостями в интервале $(T_1 - T_b)$ и $(T_1 - T_i)$ соответственно. Предположим, сгорание ведется в бомбе, тогда при охлаждении до температуры $T_1$ давление в бомбе, вообще говоря, будет отличаться от начального давления перед сгоранием. Обозначим газовую постоянную смеси до сгорания через $R_1$ *кгм/кг°* С, а после сгорания — через $R_2$.

Характеристическое уравнение, отнесенное к одной и той же температуре $T_1$,

$$p_1 \overline{V} = (B + L) R_1 T_1 — \text{до сгорания;}$$

$$p_2 \overline{V} = (B + L) R_2 T_1 — \text{после сгорания.}$$

Деля почленно эти равенства, получим

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{R_1}{R_2} = \frac{m_2}{m_1},$$

где $m_1$ и $m_2$ — молекулярные веса до сгорания и после сгорания, так как $R_1 = 848 : m_1$ и $R_2 = 848 : m_2$. Если сгорание идет при постоянном давлении, то можно написать аналогичные равенства:

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{R_1}{R_2} = \frac{m_2}{m_1},$$

где $V_1$ — объем смеси до сгорания и $V_2$ — объем продуктов сгорания после сгорания.

Предположим, что при сгорании при $p = \text{const}$ $V_2 > V_1$ (оба объема взяты при одинаковых давлении и температуре), тогда теплота, эквивалентная работе расширения $Ap\ (V_2 - V_1)$, не будет учтена в калориметре, т. е. если бы сгорание шло при $v = \text{const}$, то на эту величину мы получили бы в калориметре больше тепла:

$$Q'_v = Q'_p + Ap(V_2 - V_1).$$

Деля это уравнение почленно на $(L + B)$, умножая на $m_2$ и заменяя

$$\frac{Q'_v}{L + B} \cdot m_2 = Q_v \quad \frac{Q'_p}{L + B} m_2 = Q_p,$$

где $Q_v$ и $Q_p$ — молекулярные теплопроизводительности, получим

$$Q_v = Q_p + Am_2 R_2 T_1 \left(1 - \frac{V_1}{V_2}\right) = Q_p + 1{,}985\, T_1 \left(1 - \frac{m_2}{m_1}\right), \qquad (176)$$

$$Q_v = Q_p + 1{,}985\, T_1 \left(1 - \frac{n_1}{n_2}\right),$$

где $n_1$ и $n_2$ — число молей до и после сгорания.

Таким образом если число молей после сгорания $n_2$ больше, чем до сгорания $n_1$, то $Q_v > Q_p$.

Вообще говоря, разность между $Q_p$ и $Q_v$ невелика, и очень часто ею пренебрегают.

Также больше принципиальный характер носит зависимость теплопроизводительности от температуры.

Зависимость эта легко получается из закона Гесса. Определив по формуле (175) температуру $T_1$, дальнейший процесс можно вести двояко:

1. До сгорания нагреваем смесь до температуры $T_1+\Delta T_1$, затем смесь сжигаем и охлаждаем до $T_1+\Delta T_1$; количество тепла, которое выделится в калориметре при охлаждении, будет представлять теплопроизводительность при температуре $T_1+\Delta T_1$, обозначим ее через $Q_{T_1+\Delta T_1}$. Суммарное тепло химической реакции будет

$$Q_{T_1+\Delta T_1}-(Bc_b+Lc_l)\,\Delta T_1. \tag{177}$$

Второй член этого выражения представляет тепло, затраченное на нагрев от $T_1$ до $T_1+\Delta T_1$.

2. Смесь при температуре $T_1$ сжигаем и охлаждаем не до $T_1$, а до $T_1+\Delta T_1$. Если бы продукты сгорания охладить до $T_1$, то количество тепла в калориметре дало бы производительность $Q_{T_1}$ при температуре $T_1$. То обстоятельство, что продукты сгорания охлаждают не до $T_1$, а до $T_1+\Delta T_1$, соответствует затрате тепла на нагрев продуктов сгорания от $T_1$ до $T_1+\Delta T_1$, следовательно, полная теплота химической реакции для второго случая будет

$$Q_{T_1}-(B+L)\,c_g\Delta T_1. \tag{178}$$

Оба эти выражения по закону Гесса должны быть равны друг другу:

$$Q_{T_1+\Delta T_1}-Q_{T_1}=[Bc_b+Lc_l-(B+L)\,c_g]\Delta T_1.$$

Переходя к диференциальной форме, получим

$$dQ=[Bc_b+Lc_l-(B+L)\,c_g]\,dT. \tag{179}$$

Интеграция этого уравнения и даст зависимость теплопроизводительности от температуры:

$$Q_{T_2}-Q_{T_1}=\int_{T_1}^{T_2}[Bc_b+Lc_l-(B+L)\,c_g]\,dT; \tag{180}$$

при интеграции надо иметь в виду, что $c_b$, $c_l$ и $c_g$ — переменны. Теплоемкости берутся либо при $v=\text{const}$, либо при $p=\text{const}$ в зависимости от того, о какой теплотворной способности идет речь — $Q_v$ или $Q_p$.

### Порядок расчета турбины $p=\text{const}$ в $TS$-диаграмме

При проектировании турбины необходимо иметь заданными только топливо и мощность, все остальное подлежит определению, исходя из принципа наибольшей целесообразности. Таким образом полный расчет турбины представляет громоздкую работу, требующую выполнения большого числа вариантов. Мы разберем лишь порядок расчета для какого-либо выбранного варианта. В дальнейшем все величины, какими мы будем задаваться, и будут те

величины, какие подлежат варьированию при практическом проектировании.

1. Задаемся избытком воздуха $\alpha$. По составу топлива находим теоретически необходимое количество воздуха $l_0$ килограммов воздуха на килограмм топлива, молекулярный вес чистых продуктов сгорания $m_g$ и, зная молекулярный вес воздуха $m_l \approx 29$, по формуле (174) находим $M_g$ и $M_l = 1 - M_g$.

На диаграмме [1] выбираем (по $M_l$) из трех пучков кривых по одной кривой: кривую внутренней энергии $U$; кривую $p = \text{const}$ и кривую $v = \text{const}$. Для удобства изобразим эти кривые отдельно (фиг. 84). Практически совершенно не требуется перечерчивать эти кривые, а все подсчеты делаются непосредственно на диаграмме, причем надо заранее приучить себя не делать каких-либо построений и отметок на диаграмме, а пользоваться исключительно счетной линейкой, и получаемые величины тут же записывать.

Для этой цели на диаграмме проведены линии, параллельные линии $ART$ и оси $T$. Кроме того, каждая вертикаль имеет деления, чтобы удобно было линейкой изображать изотермы (не чертя их). В таком виде диаграммой можно пользоваться с большой точностью, не прикасаясь к ней карандашом. На диаграмме кроме этого даны: масштаб тепла для кривой $U$, масштаб энтропий *кал/моль* °С (по оси абсцисс) и масштабы давлений и объемов. Эти масштабы непосредственно дают отрезки $AR \ln \frac{p_0}{p_1}$ и $AR \ln \frac{v_0}{v_1}$ по отношениям $\frac{p_0}{p_1}$ или $\frac{v_0}{v_1}$, написанным на масштабах; отношение взято до 100. Для кривой $MN$—до 10. В случае больших отношений, 12, 20, 30 и т. д., надо помнить, что здесь имеется логарифмический масштаб, и следовательно, для получения $\frac{p_0}{p_1} = 12$ надо к отрезку 10 прибавить отрезок 1,2 (а не 2!), для получения $\frac{p_0}{p_1} = 20$ к отрезку 10 прибавляем отрезок 2 (а не два раза по 10!), так как $\ln 12 = \ln 10 + \ln 1{,}2$; $\ln 20 = \ln 10 + \ln 2$ и т. д. Отрезок $AR \ln \frac{p_0}{p_1}$, как известно, есть расстояние между эквидистантными линиями $p_1 = \text{const}$ и $p_0 = \text{const}$, измеренное по изотерме, аналогично для $\frac{v_0}{v_1}$.

Возвратимся к расчету. Определяем средний молекулярный вес продуктов сгорания для взятого $\alpha$:

$$m'_g = M_g \cdot m_g + M_l \cdot m_l.$$

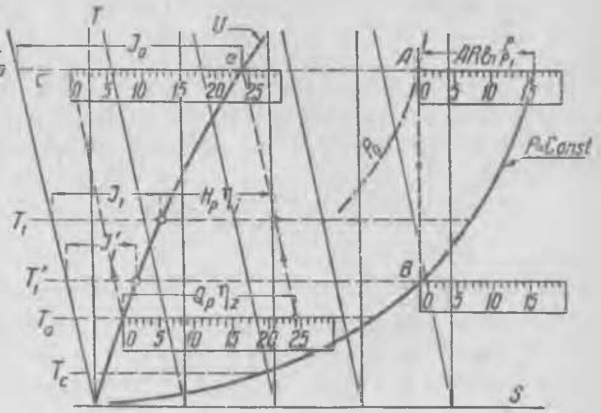
Подсчитываем низшую молекулярную теплотворную способность при постоянном давлении:

$$Q_p = m'_g \frac{H_u}{1 + \alpha l_0}, \qquad (181)$$

где $H_u$ — теплотворная способность топлива, отнесенная к 1 *кг* при

[1] См. приложение.

$p = \text{const}$ и температуре $T_a$. Если $H_u$ дана по бомбе, то вносим поправку для $Q_p$ по формуле (176) и на температуру по формуле (180), где под $T_1$ надо понимать температуру, при которой измерялась $Q_{T_1}$, а $T_a = T_2$ — температура до начала горения, которой задаемся. $T_a$ — температура рабочей смеси после регенератора (см. схему турбины на фиг. 1). Необходимо отметить, что такое уточнение $Q_p$ имеет скорей принципиальный характер, чем вызвано существом дела. Поправка редко превосходит 1%, и эта неточность полностью покрывается произвольностью выбора к. п. д. камеры $\eta_z$, под которым понимается отношение тепла, пошедшего на нагрев воздуха, к теплотворной способности топлива. Этот коэфициент соответствует коэфициенту выделения тепла в теории поршневых двигателей внутреннего сгорания. На основании этого в формуле (181) под $H_u$ можно понимать теплотворную способность заданного топлива, взятую по справочнику или по протоколу топливной лаборатории.




Фиг. .

2. Задаемся температурой до начала горения $T_a$ и, оценивая $\eta_z = 0{,}95—0{,}97$ (эта величина, конечно, не варьируется и зависит от конструкции камеры, форсунки, обмуровки и пр.), по кривой $U$ (фиг. 84), находим температуру сгорания $T_0$. Для этого в масштабе тепла берем на линейке отрезок $Q\eta_z$, имеющий на фиг. 84 двадцать четыре деления, направляем линейку по изотерме $T_a$, совмещая начальное деление с кривой $U$, замечаем деление линейки, какое совпадает с одной из линии $I = \text{const}$ (на фиг. 84 совпадает 6-е деление и 18-е), затем передвигаем линейку параллельно вверх (для чего и потребуются деления на вертикальных линиях) так, чтобы отмеченное деление (в нашем случае 6-е) все время находилось на линии $I = \text{const}$ до тех пор, пока другой конец отрезка $Q_p\eta_z$ не совпадает с кривой $U$ в точке $a$, эта точка и даст температуру сгорания $T_0$. Доказательством того, что $T_0$ есть температура сгорания, служит равенство

$$Q_p \cdot \eta_z = I_0 - I_a,$$

так как при $p = \text{const}$ тепло идет на изменение теплосодержания. $I_a$ — теплосодержание перед сгоранием.

3. Задаемся давлением сгорания $p_0$ (эта величина подлежит основательной вариации при практическом проектировании), оцениваем давление в корпусе колеса турбины или давление конца расширения в сопле $p_1$. Это давление будет несколько выше атмосферного давления за счет сопротивления регенератора и выхлоп-

ного трубопровода, но при некоторых конструктивных мероприятиях, позволяющих использовать выходную скоростную энергию из лопаток, это давление может быть даже ниже атмосферного. Во всяком случае ориентировочную оценку этой величины $p_1$ можно всегда сделать, исходя из конструктивной схемы турбины.

По масштабу давлений берем отрезок $AR \ln \frac{p_0}{p_1}$ и измеряем его линейкой, затем совмещаем линейку с изотермой $T_0$ так, чтобы правый конец отрезка $AR \ln \frac{p_0}{p_1}$ совпадал с кривой $p = \text{const}$. Замечаем деление линейки, которое совпадает с ближайшей вертикальной линией (на фиг. 84 4-е деление), и сдвигаем линейку параллельно самой себе вниз так, чтобы замеченное деление все время находилось на выбранной вертикали до тех пор, пока нулевое деление линейки не совпадет с кривой $p = \text{const}$. Эта точка $B$ и даст температуру $T_1'$, конца адиабатического расширения, записываем ее. Располагаемое теплопадение $H_p = (I_0 - I_1')$ *кал/моль* есть работа в калориях, которую получаем в идеальной турбине на один моль продуктов сгорания. Располагаемую работу $L_p$ получим из равенства

$$L_p = \frac{H_p}{m_g' A} \text{ кгм/кг}.$$

Записываем $I_0$; $I_1'$ и $H_p$. Указанное определение $T_1'$ объясняется следующим образом: На диаграмме (см. приложение), а также на фиг. 84, имеется только одна кривая $p = \text{const}$, если на эту кривую мы будем смотреть как на $p_1 = \text{const}$, то линия $p_0 = \text{const}$ должна пройти где-то слева от $p_1$ на расстоянии $AR \ln \frac{p_0}{p_1}$ (на фиг. 84 показано пунктиром). По существу вся линия $p_0 = \text{const}$ нам не нужна, а интересует нас лишь точка $p_0 T_0$ (точка $A$ на фиг. 84), из которой мы должны провести адиабату $AB$. Откладывание отрезка $AR \ln \frac{p_0}{p_1}$ соответствует нахождению точки $A$, а параллельное перенесение линейки вниз — проведению адиабаты $AB$. Этот способ пользования лишь одной линией $p = \text{const}$ предложен Шюле.

4. Задаемся окружной скоростью колеса *и м/сек* (эта величина или варьируется при малых значениях $H_p$ или берется максимально возможной по условиям прочности диска и лопаток в данных условиях, причем этот выбор сразу сделать трудно, так как вначале неизвестны температурные условия, в каких будут работать турбинные колеса), оцениваем коэфициент скорости в сопле $\varphi$ ($\varphi = 0{,}95 - 0{,}97$). Находим скорость истечения из сопла

$$c_1 = \varphi \cdot 91{,}5 \sqrt{\frac{H_p}{m_g'}},$$

где $\frac{H_p}{m_g'}$ — теплопадение, отнесенное к 1 *кг* продуктов сгорания.

5. Выбираем число оборотов турбины $n$ в минуту. Выбор этой величины зависит от многих факторов, и в зависимости от конкретных условий величина $n$ может сильно меняться. Стационарная газовая турбина ни в каком отношении не может равняться с самолетной или турбовозной турбиной на ту же мощность. Редукторная или безредукторная конструкция, метод охлаждения рабочих колес, условия габарита и веса, долговечности и пр. — все это имеет влияние на $n$, и дать исчерпывающие указания на все случаи — задача трудная, да, кроме того, этого и не требуется. В каждом частном случае грамотный конструктор всегда сможет сделать этот выбор. Имея $u$, $c_1$, $n$, определяем максимально возможный внутренний относительный к. п. д. турбины $\eta_u$ для выбранной схемы облопачивания или вообще для известных схем облопачивания (одноступенчатое, двухступенчатое и пр.).

Процесс нахождения максимального $\eta_u$ представляет собственно отдельную задачу, подробно разбираемую во многих курсах паровых турбин. Основные положения приведены в главе „Общая теория турбин". При подсчете первого варианта вместо $\eta_i$ можно взять $\eta_u$ и лишь в одном из последних вариантов учесть влияние трения диска о газ, т. е. перейти к $\eta_i$. При подсчете трения диска о газ удельный вес среды, в которой вращается диск, можно подсчитывать по температуре $T_1'$ — адиабатического расширения:

$$\gamma = \frac{p_1}{RT_1'}.$$

Из самого определения внутреннего относительного к. п. д. следует

$$\eta_i = \frac{H_i}{H_p},$$

где $H_i$ — внутренняя работа турбины (т. е. без учета внешних механических потерь) в калориях на моль продуктов сгорания.

С другой стороны, $m_0' A L_i = H_i = I_0 - I_1$,

где $I_1$ — действительное теплосодержание одного моля выходящего из турбины газа при входе его в регенератор (скорость потока газа при входе в регенератор принимается равной скорости газа в камере сгорания). Заменяя $H_i$ через $H_p \eta_i$, находим

$$I_1 = I_0 - H_p \eta_i$$

и по $TS$-диаграмме определяем $T_1$ — действительную температуру при входе в регенератор. При охлаждении диска и лопаток $T_1$ понизится на величину $\frac{Q_{ox}}{c_p}$, где $Q_{ox}$[1] — тепло, ушедшее с охлаждающей водой (или чем-либо другим), на 1 *кг* газа; $c_p$ *кал/кг* °С — теплоемкость.

6. Определяем работу, затраченную на сжатие воздуха и подачу топлива в камеру. Если топливо газообразное, то оно так же, как и воздух, подается в камеру сгорания компрессором (как правило,

[1] Об охлаждении сопел газовых турбин см. E. C. Wadlow Heat losses in turbine nozzles, Engineer, 1929, June 7, p. 619. Имеется указатель литературы.

турбокомпрессор). Для этого оцениваем давление сжатия $p_c$, причем оно будет больше, чем $p_0$, за счет гидравлических сопротивлений в регенераторе и воздухопроводе. Не имея конструктивных размеров регенератора, эту оценку можно сделать лишь ориентировочно:

$$p_c - p_0 \approx 0{,}1 - 0{,}3 \ ат.$$

Величина этого сопротивления зависит от температуры $T_a$, чем выше эта температура, тем больше поверхность регенератора и, следовательно, тем больше его сопротивление. Давление окружающего воздуха обозначим через $p_l$ и его температуру через $T_l$. Соотношение между $p_1$ и $p_l$ оговорено в п. 3.

Для получения одного моля продуктов сгорания требуется воздуха $L$ килограммов и топлива $B$ килограммов:

$$L = \frac{\alpha l_0 m_g'}{1 + \alpha l_0'} \ кг/моль; \tag{182}$$

$$B = \frac{m_g'}{1 + \alpha l_0} \ кг/моль. \tag{182а}$$

Изотермическая работа сжатия этих количеств в калориях на один моль продуктов сгорания

$$H_l = ALR_l T_l \ln \frac{p_c}{p_l}; \qquad H_b = ABR_b T_b \ln \frac{p_c}{p_b},$$

где $R_l$ и $R_b$ — газовые постоянные воздуха и топлива в *кгм/кг °С*; $p_b$ — начальное давление газообразного топлива.

Общая теоретическая работа, затраченная на сжатие,

$$H_c' = H_l + H_b \ кал/моль \text{ продуктов сгорания.}$$

Для жидкого топлива $H_b$ выражается другой формулой:

$$H_b' = AB \frac{p_c' - p_b'}{\gamma_b},$$

где $p_c'$ *кг/м²* — давление после насоса; $\gamma_b$ *кг/м³* — удельный вес топлива; $B$ килограммов — количество топлива на моль продуктов сгорания.

Оценивая изотермический к. п. д. компрессора для воздуха $\eta_l$ и для топлива $\eta_b$, подсчитываем эффективную работу, затраченную на сжатие:

$$H_c = \frac{H_l}{\eta_l} + \frac{H_b}{\eta_b}; \quad \text{для жидкого} = \frac{H_l}{\eta_l} + \frac{H_b'}{\eta_b'}.$$

7. Находим тепловой к. п. д. газовой турбины без учета затраты на охлаждение $\eta_{gt}'$:

$$\eta_{gt}' = \frac{H_i \eta_m - H_c}{Q_p} = \frac{H_p \eta_i \cdot \eta_m - \frac{H_l}{\eta_l} - \frac{H_b}{\eta_b}}{Q_p}, \tag{183}$$

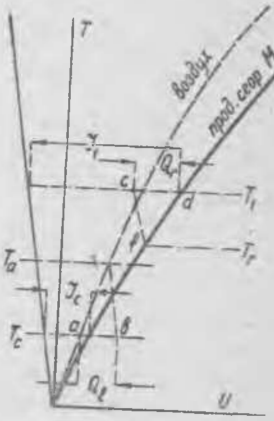
где $\eta_м$ — механический к. п. д. турбины; $\eta_м \approx 97-98\%$ для $N_{gt} > 1\,000$ *л. с.*, $Q_p$ — по формуле (181). Если для охлаждения рабочих элементов турбины затрачивается работа с вала самой турбины, то полный к. п. д. газовой турбины

$$\eta_{gt} = \frac{H_p \eta_i \eta_м - \frac{H_l}{\eta_l} - \frac{H_b}{\eta_b} - H_k}{Q_p}, \qquad (184)$$

где $H_k$ — работа в калориях, затраченная на охлаждение, отнесенная к одному молю продуктов сгорания.

8. Определяем температуру продуктов сгорания за регенератором. Обозначим температуру после компрессора через $T_c$ и по кривой $U$ (фиг. 85) для воздуха находим количество тепла $Q_l$ (отрезок $ab$ на фиг. 85), потребное на нагрев одного моля воздуха от $T_c$ до $T_a$. Если топливо газообразное, то по кривой $U$ для газа (на фиг. 85 эта кривая не нанесена) аналогично находим $Q_b$; для жидкого топлива

$$Q_b' = Bc_b(T_a - T_b) \text{ кал/моль продуктов сгорания.} \qquad (185)$$




Фиг. 85.

Общее количество тепла, которое надо затратить на нагрев воздуха $L$ килограммов и топлива $B$ килограммов,

$$Q_r = Q_l \frac{L}{m_l} + Q_b \frac{B}{m_b}, \qquad (186)$$

где $Q_r$ — количество тепла, отданное одним молем продуктов сгорания воздуху и топливу; $L$ и $B$ — по формулам (182) и (182а); $m_l = 29$; $m_b$ — молекулярный вес газообразного топлива. Для жидкого топлива

$$Q_r = Q_l \frac{L}{m_l} + Bc_b(T_a - T_b). \qquad (186а)$$

Откладываем отрезок $cd = Q_r$ от кривой $U$ для продуктов сгорания, проводим параллель $cf$ до пересечения с кривой $U$, получим температуру $T_r$ после регенератора. Конечно, „проведение“ $cf$ происходит без карандаша с помощью линейки. Газы с температурой $T_r$ могут быть использованы для каких-либо нагревательных целей. Отношение (фиг. 85)

$$\sigma = \frac{Q_r}{I_1 - I_c} \qquad (187)$$

называется степенью регенерации. Разность $I_1 - I_c$ дает то тепло, каким мы располагаем на нагрев в регенераторе; $Q_r$ — тепло, фактически использованное.

Строго говоря, температура после регенератора будет ниже $T_r$, так как имеется потеря тепла в окружающую среду; оценить эту

чем оно будет больше, чем $p_0$, за счет гидравлических сопротивлений в регенераторе и воздухопроводе. Не имея конструктивных размеров регенератора, эту оценку можно сделать лишь ориентировочно:

$$p_c - p_0 \approx 0{,}1 - 0{,}3 \ ат.$$

Величина этого сопротивления зависит от температуры $T_a$, чем выше эта температура, тем больше поверхность регенератора и, следовательно, тем больше его сопротивление. Давление окружающего воздуха обозначим через $p_l$ и его температуру через $T_l$. Соотношение между $p_1$ и $p_l$ оговорено в п. 3.

Для получения одного моля продуктов сгорания требуется воздуха $L$ килограммов и топлива $B$ килограммов:

$$L = \frac{\alpha l_0 m'_\mu}{1 + \alpha l_0} \ кг/моль; \tag{182}$$

$$B = \frac{m'_\mu}{1 + \alpha l_0} \ кг/моль. \tag{182a}$$

Изотермическая работа сжатия этих количеств в калориях на один моль продуктов сгорания

$$H_l = ALR_l T_l \ln \frac{p_c}{p_l}; \qquad H_b = ABR_b T_b \ln \frac{p_c}{p_b},$$

где $R_l$ и $R_b$ — газовые постоянные воздуха и топлива в *кгм/кг °С*; $p_b$ — начальное давление газообразного топлива.

Общая теоретическая работа, затраченная на сжатие,

$$H'_c = H_l + H_b \ кал/моль \text{ продуктов сгорания.}$$

Для жидкого топлива $H_b$ выражается другой формулой:

$$H'_b = AB \frac{p'_c - p'_b}{\gamma_b},$$

где $p'_c$ *кг/м²* — давление после насоса; $\gamma_b$ *кг/м³* — удельный вес топлива; $B$ килограммов — количество топлива на моль продуктов сгорания.

Оценивая изотермический к. п. д. компрессора для воздуха $\eta_l$ и для топлива $\eta_b$, подсчитываем эффективную работу, затраченную на сжатие:

$$H_c = \frac{H_l}{\eta_l} + \frac{H_b}{\eta_b}; \quad \text{для жидкого} = \frac{H_l}{\eta_l} + \frac{H'_b}{\eta'_b}.$$

7. Находим тепловой к. п. д. газовой турбины без учета затраты на охлаждение $\eta'_{gt}$:

$$\eta'_{gt} = \frac{H_i \eta_m - H_c}{Q_p} = \frac{H_p \eta_i \cdot \eta_m - \frac{H_l}{\eta_l} - \frac{H_b}{\eta_b}}{Q_p}, \tag{183}$$

потерю можно, зная конструктивные формы и размеры регенератора. Кроме того, в сильной степени влияет на нее изоляция, и в предварительных расчетах можно не считаться с этой потерей.

9. По $\eta_{gt}$ для заданной мощности находим расход топлива в час, количество продуктов сгорания, определяем проходные сечения турбины, поверхность регенератора, распределение температуры по лопаткам и диску и пр. Для определения объема камеры сгорания задаются тепловым напряжением топочного пространства. Для газовых турбин жидкого топлива, повидимому, можно принимать от 10 до 40 млн. *кал* на куб. метр в час, т. е.

$$q_v = \left(\frac{Q_{час}}{V_k}\right) = 10^7 \text{ до } 4 \cdot 10^7 кал/м^3\,час$$

в зависимости от мощности, подогрева воздуха, конструкции форсунки и камеры. Объем камеры сгорания найдем из соотношения

$$V_k = \frac{B \cdot H_u}{q_v} \text{ куб. метров,}$$

где $B$ *кг/час* — расход топлива; $H_u$ *кал/кг* — его теплотворная способность $Q_{час} = BH_u$.

## Порядок расчета турбины $v = \text{const}$ в *TS*-диаграмме

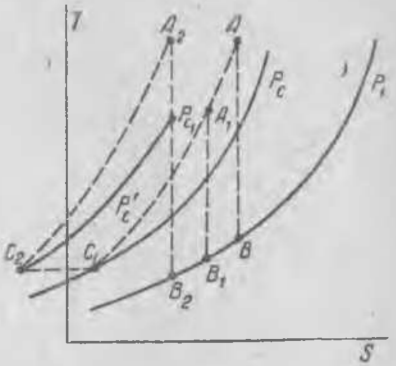
Данными, так же как и в турбине $p = \text{const}$, являются топливо, мощность и, конечно, условия эксплоатации.

Кроме собственно газовой турбины в турбине Хольцварта имеется паровая турбина (см. схему на фиг. 4), которая приводит в действие турбокомпрессор. Давление сжатия $p_c$ в этой турбине не является величиной, независимой от прочих величин, а находится в определенном соотношении с тем избытком воздуха, который имеется при сгорании. Дать аналитическую зависимость $p_c$ от $\alpha$ нельзя, так как в нее должны входить параметры водяного пара, определяемые из *IS*-диаграммы для водяного пара, но можно показать, что такая связь действительно существует.

Предположим, мы работаем с одним и тем же избытком воздуха $\alpha$, но с различными давлениями сжатия $p_c$. С увеличением $p_c$ затрата работы на сжатие воздуха, необходимого для сгорания 1 *кг* топлива, будет возрастать, следовательно, паровая турбина, которая приводит в движение компрессор, будет расходовать больше пара, для чего потребуются выхлопные газы из газовой турбины с более высокой температурой (количество выхлопных газов останется постоянным, так как $\alpha = \text{const}$). Фактически будет происходить наоборот (фиг. 86): при сжатии до давления $p_c$ сгорание идет по линии $C_1A$, и выхлопные газы имеют состояние, соответствующее точке $B$; увеличиваем сжатие до давления $p_c' > p_c$, сгорание пойдет по линии $C_2A_2$, а так как начальные температуры приняты одинаковыми, то и температуры сгорания будут равны ($\alpha = \text{const}$, следовательно, и $Q_v = \frac{H_u}{1 + \alpha l_0} \cdot m_g' = \text{const}$), но выхлопные газы во втором случае

имеют более низкую температуру ($B_2$), чем в первом (точка $B$). Таким образом ясно, что мы не можем произвольно увеличивать $p_c$, так как может не хватить отработавшего тепла для работы паровой турбины.

Аналогично для случая $p_c = \text{const}$, но при переменном $\alpha$: чем больше $\alpha$, тем меньше располагаемого тепла в выхлопных газах (точка $B_1$, сгорание от $C_1$ до $A_1$), а работа сжатия на 1 *кг* продуктов сгорания практически остается одна и та же. Следовательно, если при сгорании от $C_1$ до $A$ тепла для паровой турбины хватало, то при большем $\alpha$ (сгорание до $A_1$) тепла уже нехватит, так как теплосодержание выхлопных газов во втором случае ($B_1$) ниже, чем в первом ($B$). Все эти рассуждения верны, если считаться с приводом компрессора только от паровой турбины, если же для компрессора можно частично брать мощность от главной турбины, то вопрос станет иначе. Переходим к расчету.



Фиг. 86.

1. Задаемся избытком воздуха $\alpha$, находим по составу топлива $l_0$ — теоретически необходимое количество воздуха. Определяем долю чистых продуктов сгорания $M_g$, молекулярный вес продуктов сгорания для взятого $\alpha$ — $m'_g$ и замечаем кривые $U$, $p$, $v$ в $TS$-диаграмме. Короче, этот пункт общий, что и для турбины $p = \text{const}$.

2. Выбираем температуру до начала горения $T_a$, причем необходимо принять конструктивные меры к ее понижению (см. глава 2, д), для чего можно поставить охладитель после компрессора или, охлаждать камеру продувкой или каким-либо другим способом. Определяем теплотворную способность, отнесенную к одному молю продуктов сгорания,

$$Q_v = m'_g \frac{H_u}{1 + \alpha l_0}.$$

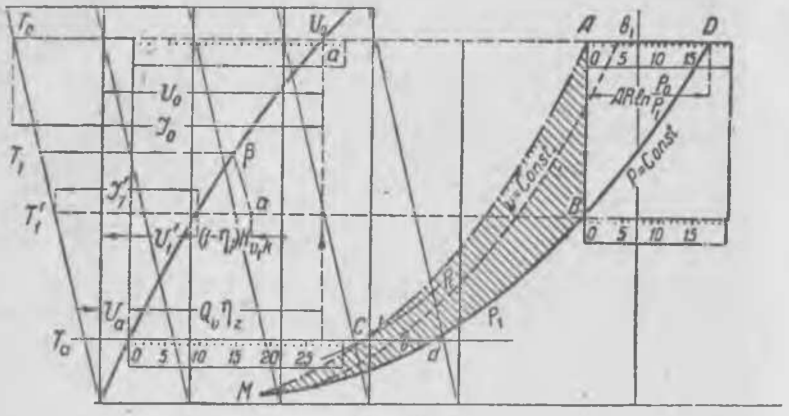
К этой величине также относятся все оговорки, какие мы делали выше для $Q_p$; к. п. д. камеры $\eta_z$ здесь по существу отличается от такового в турбине $p = \text{const}$, так как условия работы сильно различны: продувка камеры сгорания охлаждает стенки камеры и при сгорании часть тепла аккумулируется в стенках и уходит затем с продувочным воздухом. Если стенки охлаждаются водой, то $\eta_z$ уменьшится тем более. Таким образом оценить эту величину можно, проделав ориентировочные подсчеты в каждом конкретном случае, примерно $\eta_z = 0{,}9 - 0{,}85$. Находим температуру сгорания $T_0$ по кривой $U$ на совмещенной $TS$-диаграмме (фиг. 87); на линейке в масштабе тепла берем отрезок $Q_v \eta_z$, начальное деление линейки совмещаем с кривой $U$ при температуре $T_a$, замечаем деление линейки, совпадающее с какой-либо вертикалью ($U = \text{const}$) (на

фиг. 87 — деление 8,5) и затем перемещаем линейку вверх параллельно самой себе так, чтобы замеченное деление все время оставалось на вертикали, до тех пор пока другой конец отрезка $Q_v\eta_z$ (27-е деление) не совпадет с кривой $U$ и линейка займет положение, указанное пунктиром. Температура $T_0$ соответствует точке $a$. Что $T_0$ и будет температура сгорания, следует из того, что при сгорании при постоянном объеме все подведенное тепло идет на изменение внутренней энергии:

$$Q_v\eta_z = U_0 - U_a,$$

что и имеем на фиг. 87.

3. Давление сжатия $p_c$ надо определить подбором, так как $\varepsilon$ уже взято; поэтому задаемся $p_c$ с тем, чтобы затем проверить, насколько удачно этот выбор сделан.




Фиг. 87.

Отрезок $cd$ (фиг. 87) $= AR\ln\frac{p_c}{p_1}$ берется по масштабу давлений. Необходимо иметь в виду, что фактически на диаграмме имеется только д в е линии: $p = \text{const}$ и $v = \text{const}$, линии $p_c$ и $cA$ — это воображаемые линии, которые можно было бы построить, и нанесены они на фиг. 87 лишь для объяснения самого подсчета. Зная отрезок $cd$, находим отрезок $cb$ и откладываем его от точки $b_1$ так, что $b_1A = bc$. Точка $A$ дает состояние в конце сгорания. Точку $A$ можно найти по-другому: определяем давление сгорания

$$p_0 = p_c\frac{T_0}{T_a},$$

и тогда отрезок

$$AD = AR\ln\frac{p_0}{p_1},$$

так как через точку $A$ должна пройти линия $p_0 = \text{const}$.

Итак, взяв отрезок $AD$ по масштабу (равно 17 делениям линейки), совмещаем правый конец отрезка $AR\ln\frac{p_0}{p_1}$ с линией $p = \text{const}$,



когда нулевое деление совпадает с воображаемой точкой $A$. Замечаем деление линейки, совпадающее с какой-либо вертикалью (у нас фиг. 87 7-е деление), и опускаем линейку вниз до тех пор, пока нулевое деление не совпадет с кривой $p = \text{const}$ (точка $B$) и линейка займет пунктирное положение. Температура $T'_1$ наступит в конце адиабатического расширения.

4. Располагаемая работа в калориях на один моль продуктов сгорания представится площадью криволинейного треугольника $ABM$, где $M$ — воображаемая точка пересечения линии $p_1 = \text{const}$ и линии $v = \text{const}$, идущей через точку $A$ (фиг. 87). Площадь этого треугольника (заштрихован на фиг. 87) обозначим через $H_{v_1k} = m'_g AL_{v_1k}$ *кал/моль*. Она равна разности площадей, лежащих под кривой $AM$ и кривой $BM$: первая из этих площадей даст разность внутренних энергий (так как кривая $AM$ — $v = \text{const}$), соответствующих точкам $A$ и $M$, а вторая — разность теплосодержаний в точках $B$ и $M$, следовательно, площадь треугольника

$$H_{v_1k} = (U_0 - U_м) - (I'_1 - I_м) = U_0 - I'_1 + (I_м - U_м).$$

Разность

$$I_м - U_м = Ap_1v_м = ART_м,$$

следовательно,

$$H_{v_1k} = U_0 - I'_1 + 1{,}985\ T_м. \qquad (188)$$

Эта формула действительна, если $U$ и $I$ отсчитываются от абсолютного нуля, если же $U$ и $I$ считают от 0° С, то вместо абсолютной температуры $T_м$ надо брать $t_м = T_м - 273$; это видно из того, что разность $I_м - U_м = (c_p - c_v)T_м$, если считать от абсолютного нуля, и равна $(c_p - c_v)\ t_м$, если считать от 0° С.

На приложенной диаграмме счет идет от 0° С, следовательно,

$$H_{v_1k} = U_0 - I'_1 + 1{,}985\ t_м. \qquad (188а)$$

Температуру, соответствующую точке $M$ (воображаемая), найдем из соотношения, так как процесс $AM$ идет при постоянном объеме, и следовательно, а б с о л ю т н ы е температуры пропорциональны давлениям $T_0 : T_м = p_0 : p_1$.

Итак, в результате мы должны измерить лишь $U$ при температуре $T_0$ и $I'_1$ при температуре $T'_1$ и подсчитать $t_м = T_м - 273$. В изложенном расчете мы не учитывали влияние молекулярного изменения на давление сгорания $p_0$. Если $n_1$ — число молей до сгорания, $n_2$ — после сгорания, то давление сгорания определится так:

$$p'_0 = p_c\frac{T_0}{T_a}\cdot\frac{n_2}{n_1},$$

в связи с этим изменится положение точки $A$, а следовательно, и точки $B$, так как отрезок $AD$ будет равен $AR\ln\frac{p'_0}{p_1}$. Изменится и $T_м$:

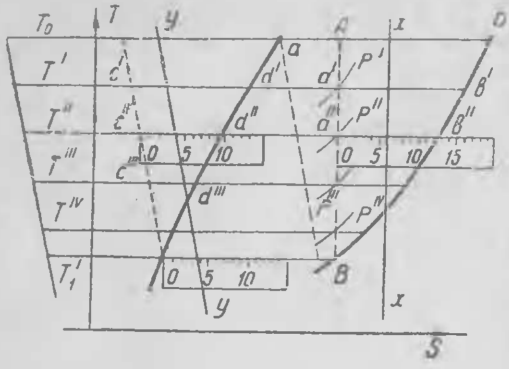
$$T'_м = T_0\frac{p_1}{p'_0},$$

и в формулу для располагаемой работы $H_{v_1 k}$ надо вносить уже эти значения:

$$H_{v_1 k} = U_0 - (I_1')' + 1{,}985\ t_м'.$$

5. Для определения действительной температуры газов в корпусе турбины перед входом в парообразователь и их теплосодержания необходимо найти к. п. д. как на окружности колеса $\eta_u$, так и внутренний относительный к. п. д. $\eta_i$ с учетом трения диска о газ.

Метод определения $\eta_u$ остается тот же, и определение это потребует графической интеграции, как было разобрано на фиг. 79.




Фиг. 88.

Показатель адиабаты нужно взять средний между температурами $T_0$ и $T_1'$, он будет равен

$$k = \frac{I_0 - I_1'}{U_0 - U_1'}.$$

Отрезки же $I_0$, $I_1'$, $U_0$ и $U_1'$ нужно взять из кривой $U$, как показано на фиг. 87. При желании получить большую точность для построения диаграммы, подобной диаграмме фиг. 79, придется построить вспомогательную диаграмму, дающую уравнение адиабаты в координатах $(pT)$ и $(vT)$. Строится она на основе $TS$-диаграммы следующим образом: выбираем ряд изотерм: $T_0$, $T'$, $T''$, $T'''$ и т. д. (фиг. 88) и составляем таблицу всех величин в зависимости от $T$.

Берем на линейке отрезок $AR \ln \frac{p_0}{p_1}$, помещаем линейку на изотерме $T_0$ и замечаем, какое деление совпадает с ближайшей вертикалью $xx$ (на фиг. 88 совпадает 6-е деление). Затем перемещаем линейку параллельно самой себе вниз и измеряем отрезки $a'b'$, $a''b''$ и т. д. для изотерм $T'$ и $T''$ и т. д. По этим отрезкам по масштабу давлений находим $p'$, $p''$, $p'''$ и т. д., так как $a'b' = AR \ln \frac{p'}{p_1}$, $a''b'' = AR \ln \frac{p''}{p_1}$ и т. д.

Аналогично для тех же температур измеряем отрезки $c'd'$, $c''d''$, $c'''d'''$ и т. д. Для этого совмещаем линейку с изотермой $T_1'$ (температура конца адиабатического расширения), замечаем деление, совпадающее с ближайшей линией $I = \text{const}$ (на фиг. 88 совпадает 4-е деление с линией $yy$), и перемещаем линейку вверх так, чтобы замеченное деление все время оставалось на линии $I = \text{const}$. Отрезки $c'd'$, $c''d''$ и т. д. будут давать текущие значения теплопадений от давления в камере $(p', p'')$ и т. д. до конечного давления $p_1$.

По этим теплопадениям можно вычислить скорости истечения для соответствующих давлений в камере. Например, при давлении в камере $p'$ скорость истечения будет

$$c_1' = 91{,}5\sqrt{\frac{H_p'}{m_g'}},$$

где $H_p' = c'd'$ надо взять в масштабе тепла в калориях на моль продуктов сгорания; для давления $p''$

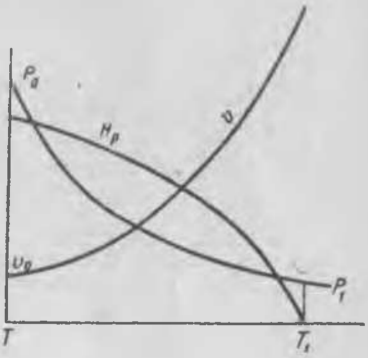
$$c_1'' = 91{,}5\sqrt{\frac{H_p''}{m_g'}},$$

$m_g$ — молекулярный вес продуктов сгорания; $H_p'' = c''d''$. Полученную таблицу изобразим в виде диаграммы на фиг. 89, подсчитав для нескольких значений $T$ удельный объем $v$ $м^3/кг$:

$$v = \frac{RT}{p};\quad v' = \frac{RT}{p'}.$$

Газовую постоянную, конечно, надо взять для 1 $кг$:

$$R = \frac{848}{m_g'}.$$



Фиг. 89.

Имея эту вспомогательную диаграмму, можно полностью построить диаграмму, подобную фиг. 79, и планиметрированием найти $\eta_u$, причем задаются углами сопла и лопаток, окружной скоростью. Углами лопаток приходится варьировать с целью получения максимального $\eta_u$.

Подсчитываем трение диска о газ, так же как для турбины $p = \text{const}$, и находим $\eta_i$.

6. По $\eta_i$ находим действительную температуру газа по выходе из колеса. Тепло, потерянное на трение в сопле, лопатках, с выходной скоростью и на трение диска о газ, равно $(1-\eta_i)\,H_{v_1 k}$ в калориях на моль продуктов сгорания. Все это тепло сообщается газу и повышает его теплосодержание от $I_1'$ до $I_1$, причем $I_1 - I_1' = (1-\eta_i)\,H_{v,k}$ [мы здесь делаем небольшую ошибку, так как $(1-\eta_i)$ учитывает потерю энергии, а для сопла потеря энергии и тепло трения не идентичны: при политропическом расширении в сопле $AB_1$ тепло трения изображается площадью, лежащей по кривой $AB_1$ до абсолютного нуля, а потерянная энергия изображается площадью, заштрихованной в клетку, фиг. 90].

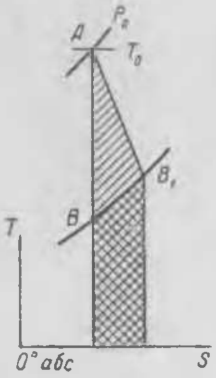
Отрезок $(1-\eta_i)\,H_{v,k}$ откладываем от кривой $U$ (фиг. 87) вправо и проводим параллельно $I = \text{const}$ прямую $\alpha\beta$. Точка $\beta$ даст искомую

температуру $T_1$, по которой можем измерить теплосодержание $I_1$. По мощности $N_{ei}$ находим часовой расход продуктов сгорания

$$G = \frac{632 \cdot N_{ei}}{H_{u,\kappa}\eta_i\eta_м} m'_g \ кг/час,$$

где $\eta_м$ — механический к. п. д.

7. Задаемся температурой после парообразователя $T_e$. Эта температура выбирается на следующих основаниях: чем ниже эта температура, тем больше тепла можно использовать в парообразователе, но тем больше будет сама поверхность его и тем больше сопротивление в нем мы будем иметь, за счет чего начнем терять в мощности главной турбины; таким образом здесь можно найти некоторый оптимум. Соображения, имеющие место при выборе температуры уходящих газов за экономайзером в котельной установке, в большой степени применимы и здесь.



Фиг. 90.

Выбрав $T_e$, определяем располагаемое тепло в парообразователе

$$Q_d = I_1 - I_e \ кал/моль.$$

Вводим к. п. д. парообразователя $\eta_d = 0{,}9 - 0{,}9$ в зависимости от размеров, изоляции и плотности. $(I_1 - I_e)$ берем по кривой $U$ фиг. 87. Задаемся параметрами пара для паровой турбины и по *is*-диаграмме для пара находим теплосодержание свежего (острого) пара $i_0$ *кал/кг*, оцениваем температуру питательной воды (она же конденсат из конденсатора паровой турбины) $t_в$ °C. Подсчитываем количество пара на один моль продуктов сгорания:

$$d = \frac{Q_d \cdot \eta_d}{i_0 - t_в}\left(\frac{кг\ пара}{моль\ прод.\ сгор.}\right).$$

Находим часовой расход пара $D$ *кг/час*:

$$D = d\frac{G}{m'_g}.$$

Затем либо проделываем расчет паровой турбины на этот расход пара, либо оцениваем эффективный относительный к. п. д. паровой турбины $\eta_e$ на данный расход $D$ и находим эффективную мощность

$$N_e = \frac{D(i_0 - i_1)}{632} \cdot \eta_e,$$

где $(i_0 - i_1)$ — адиабатический перепад в паровой турбине берется по *is*-диаграмме для пара. Так же как для турбины $p = \text{const}$, определяем мощность турбокомпрессора для взятого давления сжатия $p_c$ и сравниваем ее с $N_e$. Если $N_e > N_c$, то степень сжатия можно увеличить, если $N_e < N_c$, то $p_c$ взято велико.

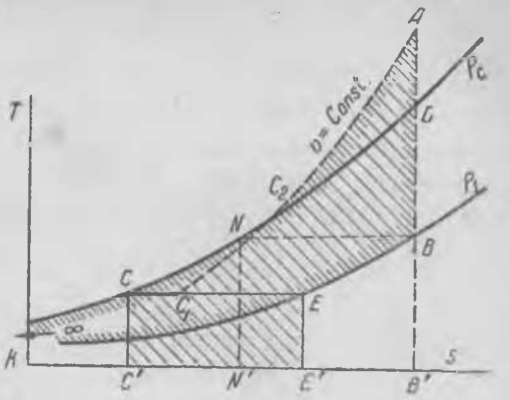
Относительно оценки к. п. д. турбокомпрессора в газовой турбине $v = \text{const}$ см. ниже в гл. VII о работе турбокомпрессора при переменном режиме.



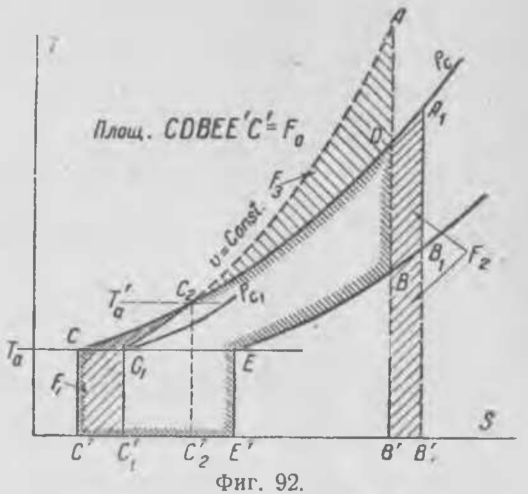


Здесь рассмотрим только вопрос определения располагаемого теплопадения в *TS*-диаграмме. На цикле Хольцварт-Шюле останавливаться не приходится, так как в нем мы имеем просто две турбины: высокого давления, работающую по принципу $v = \text{const}$, и низкого давления — $p = \text{const}$.

Разберем цикл Стодола (см. гл. II). Согласно формуле (67) располагаемая работа для этого цикла изобразится в *TS*-диаграмме заштрихованной по контуру площадью, уходящей в бесконечность (фиг. 91). На фиг. 91 точка $C$ дает состояние перед сгоранием, отрезок $CC_1 = -AR \ln\frac{n_2}{n_1}$ соответствует изменению давления за счет молекулярного изменения при сгорании ($n_1$ — число молей до сгорания, $n_2$ — после сгорания). Случай, изображенный на фиг. 91, соответствует $n_2 < n_1$. $C_1A$ — сгорание при постоянном объеме без химических изменений. В камере давление падает до $p_c$ (точка $D$) и затем не меняется.



Фиг. 91.



Фиг. 92.

Площадь, заштрихованная по контуру, равновелика сплошь заштрихованной площади. Это следует из того, что прямоугольник $CEE'C'$ равновелик площади $CEK$, где $K$ — бесконечно удаленная точка пересечения кривых $p_1 = \text{const}$ и $p_c = \text{const}$ с объемом $v = 0$, так как кривые $p_1$ и $p_c$ эквидистантны. Обе эти площади: заштрихованная сплошь и по контуру — равновелики площади $NC_2AB'N'$ на основании той же эквидистантности линий постоянного давления $p$.

$$H_{ср} = \text{площ. } NC_2AB'N' = \text{площ. } CC_2ABEE'C'.$$

Сравним цикл Стодола с циклом Брайтона ($p = \text{const}$) при одном сжатии и одном коэфициенте избытка воздуха $\alpha$. Точка $C$ — состояние перед сгоранием (фиг. 92), $CA_1$ — сгорание при $p = \text{const}$

в цикле Брайтона; $CC_1$ — молекулярное изменение; $C_1A$ — сгорание в цикле Стодола при $v = \text{const}$.

Теплотворные способности $Q_p$ и $Q_v$ будут связаны соотношением, выражаемым формулой (176) ($Q_p$ и $Q_v$ в калориях на моль продуктов сгорания),

$$Q_p = Q_v + ART_a\left(\frac{n_1}{n_2} - 1\right). \tag{176}$$

На фиг. 92 линия $CA_1$ дает сгорание при $p = \text{const}$ и площадь $CA_1B_1'C' = Q_p$, линия $CC_1$ — молекулярное изменение и $C_1A$ — сгорание при постоянном объеме, площ. $C_1AB'C_1' = Q_v$. Площ. $C_1C_2DB'C_1'$ будет общая для обеих площадей $Q_p$ и $Q_v$, обозначим ее через $F = \text{площ. } C_1C_2DB'C_1'$, тогда можем написать

$$Q_p = F + F_1 + F_2; \quad Q_v = F + F_3,$$

где $F_1$, $F_2$, $F_3$ — заштрихованные площади на фиг. 92. Подставляя значения $Q_p$ и $Q_v$ в равенство (176), получим

$$F_1 + F_2 = F_3 + ART_a\left(\frac{n_1}{n_2} - 1\right). \tag{189}$$

Определим площадь $F_1$. Отрезок $CC_1 = AR\ln\frac{n_1}{n_2}$ (для случая $n_1 > n_2$ что имеет место на фиг. 92). Площадь $F_1$ представляет разность площадей $F_1 = \text{площ. } CC_2C_2'C' - \text{площ. } C_1C_2C_2'C_1' = c_p\,(T_a' - T_a) - c_v(T_a' - T_a)$:

$$F_1 = (c_p - c_v)\,(T_a' - T_a) = AR\,(T_a' - T_a).$$

Температуру $T_a'$ найдем из соотношения

$$\frac{T_a'}{T_a} = \frac{p_c}{p_c'} = \frac{n_1}{n_2}, \text{ или } T_a' = T_a\frac{n_1}{n_2}.$$

Подставляя $F_1$ в формулу (189), получим $F_2 = F_3$, т. е.

$$F_2 = \text{площ. } C_2AD = \text{площ. } DA_1B_1'B' = F_3.$$

Обозначим площадь, заштрихованную по контуру, через $F_0$ (фиг. 92), тогда располагаемое теплопадение в цикле Стодола согласно фиг. 91

$$H_{vp} = F_0 + \text{площ. } C_2AD = F_0 + F_2 = F_0 + F_3.$$

Располагаемое же теплопадение в цикле Брайтона $H_p$ будет

$$H_p = F_0 + \text{площ. } DA_1B_1B = I_{A_1} - I_{B_1}. \tag{190}$$

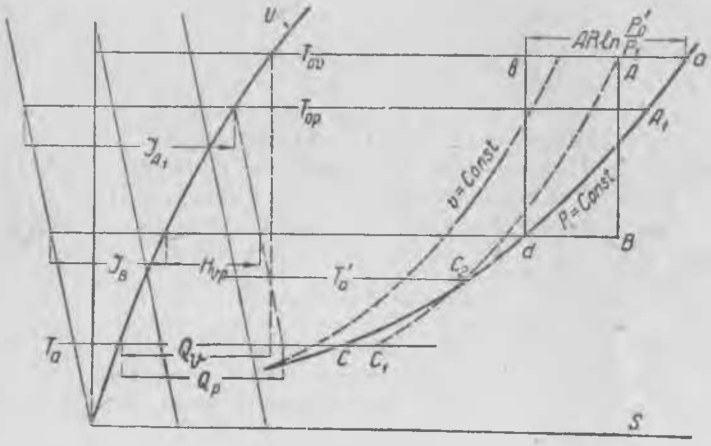
Найдем разность $H_{vp} - H_p = F_3 - \text{площ. } DA_1B_1B = \text{площ. } BB_1B_1'B'$, или иначе

$$H_{vp} - H_p = I_{B_1} - I_B. \tag{191}$$

Таким образом располагаемое теплопадение в цикле Стодола выше, чем в цикле Брайтона, при одной степени сжатия, одной начальной температуре и одном избытке воздуха $\alpha$. Из формул (190) и (191) легко получить величину располагаемого теплопадения для цикла Стодола

$$H_{vp} = I_{A_1} - I_B \ кал/моль. \tag{192}$$

Полученная формула дает указание на то, каким образом, пользуясь кривой тепла $U$, найти $H_{vp}$ по совмещенной $TS$-диаграмме. Самый вывод и формула для $H_{vp}$ отличаются от того, что дает Стодола [см. стр. 981, формула (15b) его книги], конечно, лишь по форме. Процесс определения $H_{vp}$ заключается в следующем (фиг. 93): подсчитываем $Q_p$ и $Q_v$ (в калориях на моль продуктов сгорания), определяем температуры сгорания для случая $p = \text{const}$ ($T_{0p}$) и $v = \text{const}$ ($T_{0v}$). Обе эти температуры определяем так, как это делали




Фиг. 93.

при разборе турбин $p = \text{const}$ и $v = \text{const}$ (фиг. 84 и 87). Далее подсчитываем давление сгорания при сгорании при $v = \text{const}$:

$$p_0' = p_c \frac{T_{0v}}{T_a} \cdot \frac{n_2}{n_1}, \tag{193}$$

откладываем отрезок $ab = AR \ln \frac{p_0'}{p_1}$ по изотерме $T_{0v}$, опускаем вниз линейку (все подсчеты делаются без карандаша), находим точку $d$, а следовательно, точку $B$ и теплосодержание $I_B$. Разность $I_A$ (соответствует изотерме $T_{0p}$) и $I_B$ даст $H_{vp}$, как показано на фиг. 93. В случае нежелания учитывать молекулярное изменение все построение упростится, так как треугольник $CC_1C_2$ (фиг. 92 и 93) обратится в точку и $Q_p = Q_v$.

Из рассмотрения всех подсчетов по совмещенной $TS$-диаграмме следует, что если давление сгорания при $v = \text{const}$ определять

аналитически [формула (193)], то кривая $v = \text{const}$ в $TS$-диаграмме может быть опущена и будет достаточно только двух кривых: $U$ и $p$. Все графические расчеты имеют достаточную точность и значительную простоту сравнительно с аналитическими методами расчета. Достаточно вспомнить определение температуры сгорания, когда приходится решать квадратное уравнение с громоздкими коэфициентами.

### Время опорожнения камеры

Как в турбине Хольцварта ($v = \text{const}$), так и в цикле Стодола при расчете проходных сечений сопел приходится иметь дело с переменной скоростью истечения, а поэтому определить площадь сопел нельзя просто по формуле [(78) гл. III]. Для каждого момента элементарный расход через сопла может быть выражен формулой

$$dG_c = \lambda F_m \sqrt{\frac{p}{v}} \cdot dt, \tag{194}$$

где $\lambda$ — коэфициент [формула (88), гл. III]; $F_m$ — минимальная проходная площадь сечений сопел; $p$ *кг/м²*, $v$ *м³/кг* — текущие значения давления и удельного объема в камере; $dt$ — элемент времени в секундах. Формулу (194) можно применять до давления $p'_m$ (формула (105), гл. III) в камере. При большом отношении сечений сопла [$q$ в формуле (105) гл. III] можно принять, что формула (194) будет действительна на всем протяжении истечения газов из сопел. Примем, что процесс в камере протекает политропически по уравнению

$$pv^m = \text{const} = p_0 v_0^m.$$

Обозначим текущее количество газов в камере через $G$, а начальное — через $G_0$, тогда количество газов, вытекающих из сопла, $G_c = G_0 - G$ или $dG_c = -dG$. Выражая $G$ через удельный объем в камере ($v$), имеем

$$G = \frac{\bar{v}}{v} \text{ и } dG = -\bar{v}\frac{dv}{v^2},$$

где $\bar{v}$ куб. метров — объем камеры. Подставляя $dG_c = -dG = \bar{v}\frac{dv}{v^2}$ в формулу (194), получим искомое диференциальное уравнение

$$\bar{v}\frac{dv}{v^2} = \lambda F_m \sqrt{\frac{p}{v}} \cdot dt, \tag{195}$$

заменяя $p$ из уравнения политропы, получим

$$\bar{v}\frac{dv}{v^2} = \lambda F_m \sqrt{\frac{p_0 v_0^m}{v^{m+1}}} \cdot dt.$$

Разделим переменные и интегрируем:

$$\frac{\bar{v}}{\lambda F_m \sqrt{p_0 v_0^m}} \int_{v_0}^{v} v^{\frac{m-3}{2}} dv = \int_0^t dt; \quad t = \frac{2}{m-1} \cdot \frac{\bar{v}}{\lambda F_m \sqrt{p_0 v_0^m}} \left(v^{\frac{m-1}{2}} - v_0^{\frac{m-1}{2}}\right).$$

Делаем некоторые преобразования:

$$t=\frac{2}{m-1}\cdot\frac{\bar{v}}{\lambda F_m\sqrt{p_0v_0}}\left[\left(\frac{v}{v_0}\right)^{\frac{m-1}{2}}-1\right]=$$

$$=\frac{2}{m-1}\cdot\frac{\bar{v}}{\lambda F_m\sqrt{p_0v_0}}\left[\left(\frac{p_0}{p}\right)^{\frac{m-1}{2m}}-1\right]. \qquad (196)$$

Время расширения в турбине Хольцварта составляет примерно 0,2 — 0,15 сек. (фиг. 6), полный цикл — около 1,5 — 1,7 сек. За один цикл в одной камере пройдет $\left(\frac{\bar{v}}{v_0}\right)$ килограммов продуктов сгорания, и они дадут работу $\eta_{iv}L_{v,k}\frac{\bar{v}}{v_0}$. Если обозначим через $z$ — число камер, через $t_0$ — полный цикл в секундах (1,5 — 1,7 сек.), то мощность турбины:

$$N_{gt}=\frac{L_{v,k}\frac{\bar{v}}{v_0}\eta_{iv}}{75t_0}\cdot z\eta_{i,m},$$

$\eta_{i,m}$ — механический к. п. д. Из этой формулы находим или объем одной камеры $\bar{v}$ или число их $z$, если зададимся объемом камеры $\bar{v}$. Зная таким образом $\bar{v}$, по формуле (196) находим $F_m$ — минимальное сечение сопел, задаваясь временем расширения $t$ (около 0,2—0,15 сек.). В случае изотермического процесса в камере ($m=1$) время расширения $t$ после раскрытия неопределенности $\left(\frac{0}{0}\right)$ примет вид

$$t=\frac{\bar{v}}{\lambda F_m\sqrt{p_0v_0}}\ln\frac{p_0}{p}, \qquad (196a)$$

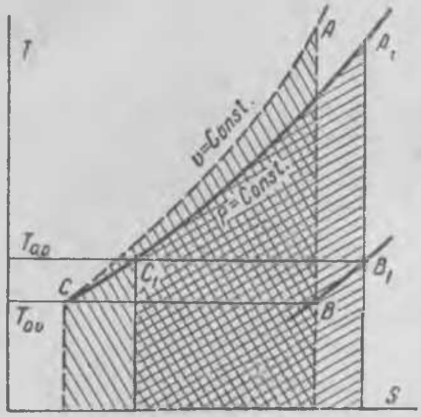
что можно получить и непосредственно из диференциального уравнения (195).

### Регенерация в циклах Стодола и Брайтона

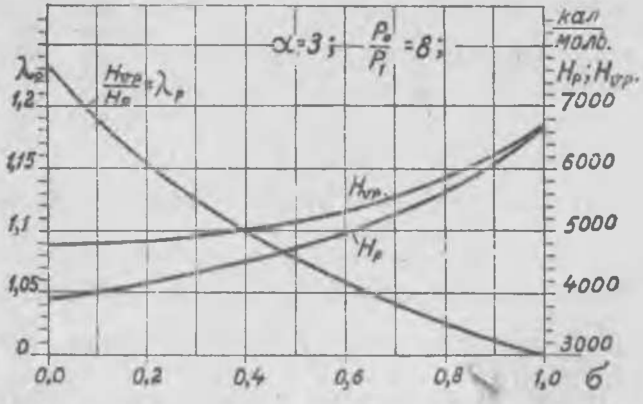
Температура начала сгорания $T_a$ в обоих циклах принималась нами одинаковой, но, как видно из самых процессов (фиг. 92), температура газов, выходящих из корпуса колеса в регенератор, будет различна: в цикле Брайтона она выше (точка $B_1$), чем в цикле Стодола (точка $B$ фиг. 92). Следовательно, нагрев воздуха до температуры $T_a$ в цикле Брайтона проще, чем в цикле Стодола, где потребуется большая поверхность регенератора. Естественно поэтому провести сравнение при одних степенях регенерации $\sigma$. Для простоты допустим, что молекулярного изменения нет, $n_1=n_2$, и построим оба цикла с полной регенерацией, т. е. когда темпера-

[1] Stodola, Die Dampf und Gasturbinen, VI, Aufl., S. 1007.

тура $T_a$ равна температуре конца адиабатического расширения. На фиг. 94 $Q_p = Q_v$ представлены заштрихованными площадями, начало сгорания для $v = \text{const}$ в точке $C$, для $p = \text{const}$ в точке $C_1$. Температуры начала сгорания $T_{av}$ и $T_{ap}$ равны соответственно температурам конца расширения $T_B$ и $T_{B_1}$, причем ясно, что всегда $T_{ap} > T_{av}$. Но располагаемые теплопадения для обоих циклов будут выражаться этими же заштрихованными площадями (ср. фиг. 91), т. е. $H_p = Q_p$ и $H_{vp} = Q_v$, следовательно, $H_p = H_{vp}$ для полной регенерации. Этот вывод важен в том отношении, что намечает характер изменения $H_p$ и $H_{vp}$ с изменением степени регенерации. На фиг. 95 приведены в масштабе кривые $H_p$ и $H_{vp}$ и отношение $\lambda = \frac{H_{vp}}{H_p}$ в функции от степени регенерации $\sigma$. Протекание кривой $\lambda_p$ благоприятно для цикла Брайтона, так как при $\sigma = 0{,}5$ $\lambda$ составляет 1,08 — 1,12, т. е. цикл Стодола лишь на 8—12% выгодней цикла Брайтона. С другой стороны, к. п. д. турбинного колеса для цикла Стодола ниже, чем для цикла Брайтона, так как в последнем случае при постоянном давлении в камере сгорания



Фиг. 94.



Фиг. 95.

мы имеем установившуюся работу как соплового, так и лопаточного аппарата, чего нет в смешанном цикле Стодола. Поэтому в каждом конкретном случае надо решать вопрос особо о выгодности того или другого цикла.

Недостатком цикла $p = \text{const}$ (Брайтона) являются более высокие температуры конца процесса, что отзовется на надежности машины.

Отсутствие каких-либо клапанов и конструктивная простота турбины, работающей по циклу Брайтона, являются достоинствами этого цикла.

Если не считаться с зависимостью коэфициента теплопередачи $k$ *кал/м²°С час* в регенераторе от температуры, то можно показать, что поверхность регенератора зависит только от степени регенерации $\sigma$ (для одного килограмма продуктов сгорания). Беря обозначения фиг. 85 и считая для простоты теплоемкости воздуха $C_l$ и продуктов сгорания $C_g$ постоянными, будем иметь

$$Q_r = C_g(T_1 - T_r) = C_l(T_a - T_c) = Q_l, \qquad \text{(a)}$$

если считать, что на каждый килограмм продуктов сгорания идет один килограмм воздуха. Предполагая в регенераторе противоток газа и воздуха по ф-лам теплопередачи, имеем:

$$Q_r = k \cdot F \cdot \frac{T_1 - T_a - (T_r - T_c)}{\ln \frac{T_1 - T_a}{T_r - T_c}}\ ^{1}, \qquad \text{(b)}$$

где $F$ *м²/кг · час* — поверхность регенератора, приходящаяся на один килограмм продуктов сгорания в час. Так как $C_g > C_l$, то количество тепла, какое выделится при охлаждении продуктов сгорания от $T_1$ до $T_c$, всегда будет больше тепла, какое потребуется на нагрев воздуха от $T_c$ до $T_1$, т. е. в нашем случае мы никогда не сможем полностью охладить газы до температуры $T_c$; идеальным случаем будет нагрев воздуха до $T_1$, а следовательно, количество тепла, использованное с идеале, будет равно $C_l(T_1 - T_c)$, фактически использованное тепло равно $C_l(T_a - T_c)$, отношение второго к первому даст степень регенерации $\sigma$:

$$\sigma = \frac{T_a - T_c}{T_1 - T_c}; \qquad \text{(187a)}$$

это выражение несколько отличается от формулы (187).

Преобразуем числитель формулы (b):

$$T_1 - T_a - (T_r - T_c) = T_1 - T_r - (T_a - T_c) =$$
$$= \frac{C_l}{C_g}(T_a - T_c) - (T_a - T_c) = (T_a - T_c) \cdot \frac{C_l - C_g}{C_g},$$

используя для этого формулу (a).

Преобразуем знаменатель формулы (b):

$$\ln \frac{T_1 - T_a}{T_r - T_c} = \ln \frac{T_1 - T_c - (T_a - T_c)}{T_1 - T_c - (T_1 - T_r)} =$$
$$= \ln \frac{\frac{T_1 - T_c}{T_a - T_c} - 1}{\frac{T_1 - T_c}{T_a - T_c} - \frac{T_1 - T_r}{T_a - T_c}} = \ln \frac{\frac{1}{\sigma} - 1}{\frac{1}{\sigma} - \frac{C_l}{C_g}},$$

используя выражение для $\sigma$ и формулу (a).

Подставляя $Q_r = C_l(T_a - T_c)$ из формулы (a) и преобразованные

---

[1] См., например, Меркель, Основы теплопередачи, Гиз., 1929, стр. 303, ф-ла (123).

числитель и знаменатель в формулу (b), получим после некоторых преобразований:

$$k \cdot F = \frac{C_l \cdot C_g}{C_g - C_l} \cdot \ln \frac{C_g - \sigma \cdot C_l}{C_g (1 - \sigma)}, \qquad (196b)$$

т. е. действительно $F$ зависит только от степени регенерации, при $\sigma = 1$ $F = \infty$, т. е. $\sigma = 1$ практически невозможно. Если принять для простоты $C_l = C_g$, то после открытия неопределенности формула (196b) упрощается:

$$k \cdot F = \frac{C_g \cdot \sigma}{1 - \sigma}; \qquad (196c)$$

формула удобна для ориентировочных подсчетов.

### Турбина постоянного давления сгорания со впрыском воды

В целях понижения температуры газа, идущего на лопатки, было предложено впрыскивать воду в камеры сгорания турбины $p = \text{const}$. Испаренная вода вместе с продуктами сгорания в виде парогазовой смеси поступает на лопатки и затем в регенератор, где частично используется скрытая теплота парообразования. Остановимся на вопросе определения температуры парогазовой смеси перед соплом и располагаемого теплопадения.

Пусть на $G_g$ килограммов продуктов сгорания впрыскивается $G_w$ килограммов воды, отношение $\frac{G_w}{G_g} = q$. Молекулярный вес продуктов сгорания $m_g'$, воды — $m_w = 18{,}016$. Число молей газа в парогазовой смеси $M_g = \frac{G_g}{m_g'}$; молей водяного пара $M_w = \frac{G_w}{m_w}$, причем $G_g$ и $G_w$ так подобраны, что $M_g + M_w = 1$, откуда получим

$$\frac{G_g}{m_g'} + \frac{qG_g}{m_w'} = 1,$$

следовательно,

$$G_g = \frac{m_g' m_w}{m_w + q m_g'}.$$

Таким образом нашли $G_g$ и можем найти $M_g$ и $M_w$

$$M_g = \frac{G_g}{m_g'} = \frac{m_w}{m_w + q m_g'}; \quad M_w = 1 - M_g = \frac{q m_g'}{m_w + q m_g'}. \qquad (197)$$

По молекулярной доле $M_w$ водяного пара мы можем найти парциальное давление его $p_d$ в парогазовой смеси, если давление сгорания $p_0$ выбрано,

$$p_d = p_0 M_w.$$

По этому давлению находим температуру насыщенного пара $T_d$ и его теплосодержание $i_d$ *кал/кг*. Это можно сделать и по *is*-диаграмме для пара. Теплотворная способность топлива, отнесенная

к одному молю парогазовой смеси, очевидно, равна $M_g Q_p$, где $Q_p$ — теплотворная способность, отнесенная к одному молю продуктов сгорания, которую мы определяли раньше. Это тепло пойдет на нагрев продуктов сгорания ($M_g$ молей), парообразование и перегрев пара ($G_w$ килограммов)

$$\eta_z \cdot M_g Q_p = (I_{0g} - I_{ag})\, M_g + G_w\, (i_0 - i_w), \qquad (198)$$

где $I_{0g}$ *кал/моль* — теплосодержание продуктов сгорания при температуре сгорания, $I_{ag}$ — то же для начальной температуры; $i_0$ *кал/кг* — теплосодержание водяного пара при температуре сгорания; $i_w$ — теплосодержание впрыскиваемой воды (большей частью можно считать $i_w = t_w$ — температуре воды); $\eta_z$ — к. п. д. камеры сгорания — учитывает лучеиспускание и неполноту горения.

Для определения температуры сгорания преобразуем уравнение (198). Возьмем произвольную температуру, выше которой можно считать водяной пар за идеальный газ, т. е. его теплоемкость будет лишь функцией температуры, а не будет зависеть от давления; за такую температуру в пределах до $5-6 = p_d$ *ата* можно взять 500 — 600 °С, причем до этой температуры имеем и кривые $t = \text{const}$ в *is*-диаграмме Моллье (Mollier), так что для определения теплосодержания пара при этих температурах не потребуется какого-либо вычисления. Теплоту сгорания топлива можно мысленно разделить на две части: первая пойдет на то, чтобы нагреть газ, нагреть и превратить воду в пар и перегреть водяной пар до температуры $T$; другая часть тепла пойдет на дальнейший нагрев газа и перегрев пара уже как идеального газа;

$$\eta_z M_g Q_p = M_g\, (I_{0p} - I_g) + M_w\, (I_{0w} - I_w) + M_g\, (I_g - I_{ag}) + G_w\, (i - i_w),$$

где $I_g$ *кал/моль* — теплосодержание продуктов сгорания при температуре $T$ (500 — 600 °С);

$I_w$ *кал/моль* — теплосодержание водяного пара при температуре $T$ и давлении $p_d$;

$i$ *кал/кг* — то же, что и $I_w$, но отнесено к 1 *кг*. Эту величину берем по *is*-диаграмме для пара

$$I_w = m_w i.$$

Два первых слагаемых, куда входит теплосодержание при температуре сгорания, представляют разность теплосодержания одного моля парогазовой смеси для температур $T_0$ и $T$, т. е.

$$[\eta_z Q_p - (I_g - I_{ag})] \cdot M_g - G_w\, (i - i_w) = I_0 - I. \qquad (199)$$

В левой части уравнения (199) все известно, причем величину $(I_g - I_{ag})$ берем по кривой $U$ (фиг. 96). По избытку воздуха $\alpha$ находим кривые $U$ и $p$ для сухих продуктов сгорания и строим кривые $U$ и $p$ для парогазовой смеси (пунктирные кривые на фиг. 96), точки которых $c$ и $c'$ делят отрезки $ab$ и $a'b'$ в отношении

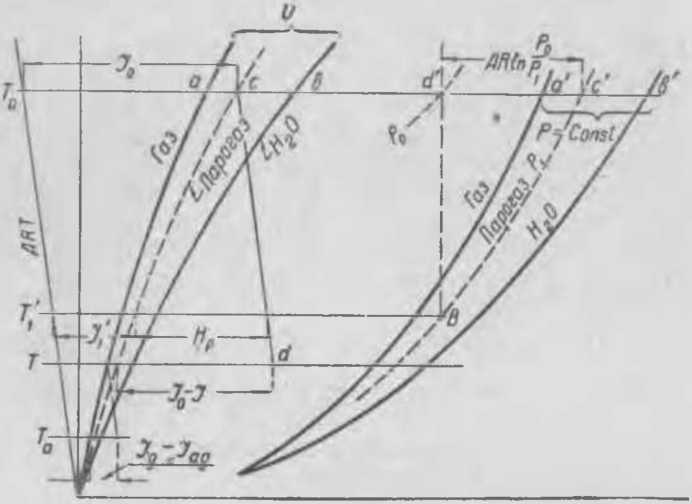
$$M_w = \frac{ac}{ab} = \frac{a'c'}{a'b'}$$

для всех температур [рассуждения те же, что и при построении кривой для смеси чистых продуктов сгорания и чистого воздуха (фиг. 83 и стр. 144)]. Откладываем отрезок $(I_0 - I)$ от кривой $U$ для

парогазовой смеси, проводим прямую $dc \parallel ART$ и находим $T_0$ — температуру после смешения водяного пара и сухих продуктов сгорания перед соплом.

Найдя $T_0$, откладываем отрезок $c'd' = AR \ln \frac{p_0}{p_1}$ (берется по масштабу), и адиабата $d'B$ даст температуру конца адиабатического расширения (точка $B$) и температуру $T_1'$. Разность $I_0 - I_1' = H_p$ даст располагаемое теплопадение в такой турбине. Проф. Стодола [см. его книгу, стр. 995, формула (8)] вместо произвольной, но достаточно высокой температуры $T$, берет температуру насыщения $T_s$ и его уравнение, переписанное в наших обозначениях, имеет вид

$$I - I_a = \eta_z M_g Q_p - G_w (i_d - i_w) + M_w \bar{c}_{pw} (T_d - T_a),$$




Фиг. 96.

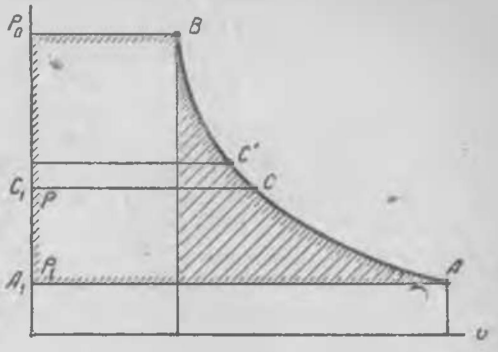
где $\bar{c}_{pw}$ — средняя молекулярная теплоемкость водяного пара в интервале температур $T_d - T_a$. Когда $T_a < T_d$, то последний член получает условное значение, так как теплоемкость $\bar{c}_{pw}$ пара ниже его температуры насыщения, конечно, чисто условная величина. Кроме того, необходимо определение $T_d$. В случае расчета с промежуточной высокой температурой (около 500°С), как сделано у нас, давление $p_d$ и температура $T_d$ безразличны, так как теплосодержание пара при температуре 500 °С до 5—7 *ата* почти не зависит от давления и равно 830—831 *кал/кг*. Эту величину и можно всегда вставлять в формулу (199) на место $i \approx 830$ *кал/кг*:

$$[\eta_z Q_p - (I_{g500} - I_{ag})] M_g - G_w (830 - i_w) = I_0 - I_{500}, \qquad (199a)$$

где $I_{g500} = I_g$ *кал/моль* — теплосодержание сухих продуктов сгорания при температуре 500 °С и $I_{500} = I$ *кал/моль* — теплосодержание парогазовой смеси при той же температуре — обе величины в калориях на моль.

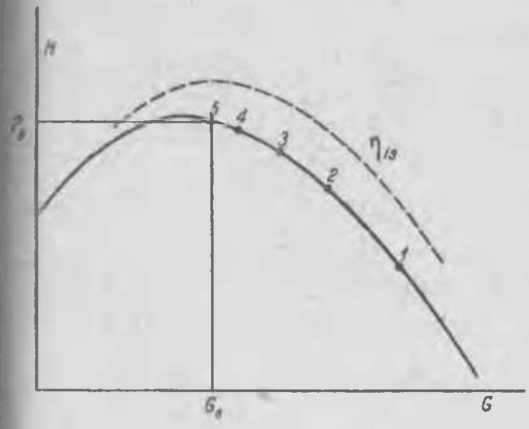
# РАБОТА ТУРБОКОМПРЕССОРА ПРИ ПЕРЕМЕННОМ РЕЖИМЕ

Работа турбокомпрессора в турбине постоянного объема сгорания происходит с переменным режимом, и так как в обычных курсах турбокомпрессоров об этом мало говорится, то мы и остановимся на определении работы компрессора при переменном режиме. Компрессор начинает подавать в камеру воздух, давление в камере повышается, и работа компрессора изменяется. Нужно определить, какое количество работы мы затратим для того, чтобы в камере получить 1 *кг* воздуха вполне определенного состояния. Определим сначала идеальную работу, т. е. при к. п. д., равном единице, а затем перейдем к определению работы и для других случаев.




Фиг. 97.

Протекание процесса в *pv*-диаграмме изобразится таким образом: пусть некоторая точка *A* означает состояние воздуха при входе в турбокомпрессор (фиг. 97).




Фиг. 98.

Кривую сжатия *AB* в турбокомпрессоре можно считать изотермой. Давление в точке $A$ — $p_1$, а давление в точке $B$ — $p_0$. Естественно, что при начале работы компрессора давление в камере не равно нулю. Если считаться с продувкой камеры, то давление в ней в первый момент, когда откроется клапан, будет равно $p_1$ или несколько выше. Таким образом турбокомпрессор начинает заполнять камеру при давлении в ней, равном $p_1$. Последовательное изменение состояния воздуха в камере представляется кривой *AB*.

Возьмем какое-нибудь промежуточное состояние, определяемое точкой *C*, которой соответствует давление *p*. Для каждого килограмма, поданного компрессором в камеру, затраченная работа при сжатии до этого давления выразится площ. $ACC_1A_1$.

Схему работы можно взять из фиг. 4, где в камеру *4* подается воздух из турбокомпрессора *1*. В первый момент давление в ка-

мере *4* будет равно давлению наружного воздуха $p_1$. В процессе нагнетания давление воздуха в камере повышается, и изменение будет характеризоваться кривой *AB* (фиг. 97).

На фиг. 98 дана характеристика турбокомпрессора, в которой по оси ординат отложен напор, а по оси абсцисс — расход воздуха. При начале работы, когда давление в камере мало, т. е. невелико и противодавление для компрессора, рассматриваемое состояние изобразится точкой *1*. Этой точке, как видим, соответствует большой расход воздуха $G$ и низкое давление (напор) его. С заполнением камеры воздухом начинает повышаться противодавление, и мы будем иметь передвижение точки, отображающей расход и напор компрессора, по кривой вверх, т. е. соответственно точки *2*; *3*; *4*; *5*. Последняя относится к случаю нормальной (расчетной) работы компрессора, когда налицо, как это обычно бывает, максимум к. п. д. Давление в этот момент $p_0$ и расход $G_0$ *кг/сек*. Наша задача будет состоять в том, чтобы в условиях переменной работы турбокомпрессора подсчитать мощность изотермического сжатия, расходуемую на 1 *кг* воздуха.

Рассмотрим некоторое состояние воздуха, соответствующее точке *c* (фиг. 97), и состояние, близкое к нему, соответствующее точке *c'*. Так как сжатие выполняется изотермически, то мы можем написать характеристическое уравнение как для точки *c*, так и для *c'*. Обозначим объем камеры через $\bar{v}$. Тогда мы будем иметь такое выражение для точек *c* и для *c'*:

$$p\bar{v} = GRT \quad \text{и} \quad p'\bar{v} = G'RT.$$

Беря разность этих двух выражений, получим

$$\bar{v}(p' - p) = RT(G' - G)$$

или в диференциальной форме

$$\bar{v}dp = RT \cdot dG. \tag{200}$$

Элементарная работа, затраченная турбокомпрессором для повышения давления в камере на $dp$, выразится произведением площади $C_1 CAA_1$ на весовое количество поданного воздуха, т. е. элементарная работа сжатия

$$dL_{is} = \text{площ. } C_1 CAA_1 \cdot dG. \tag{201}$$

Выражая площадь в параметрах воздуха и заменяя $dG$ из уравнения (200), получим

$$dL_{is} = RT \ln \frac{p}{p_1} dG = \bar{v} \ln \frac{p}{p_1} dp. \tag{201a}$$

Последнее выражение делим и множим на $p_1$:

$$dL_{is} = \bar{v} p_1 \ln \frac{p}{p_1} \cdot d\left(\frac{p}{p_1}\right).$$



Интегрируем по частям в пределах от 1 до $\frac{p_0}{p_1}$:

$$L_{is} = \bar{v} p_1 \int_1^{p_0/p_1} \ln \frac{p}{p_1} d\left(\frac{p}{p_1}\right) = \bar{v} p_1 \left[\frac{p_0}{p_1}\left(\ln \frac{p_0}{p_1} - 1\right) + 1\right],$$

$p_0$ выносим за знак скобки, а $p_1$ вносим в знак скобки и получаем такое выражение:

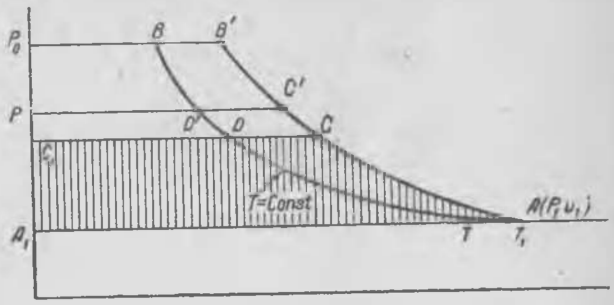
$$L_{is} = \bar{v} p_0 \left[\ln \frac{p_0}{p_1} - 1 + \frac{p_1}{p_0}\right]. \tag{202}$$

Равенством (202) определяется работа, затрачиваемая для заполнения камеры с объемом $\bar{v}$ воздухом при давлении $p_0$ *кг/м²*.

Теперь определим работу изотермического сжатия на 1 *кг* воздуха. Так как $\bar{v} = G_0 v_0$, где $v_0$ — удельный объем воздуха, соответствующий точке *B*, то, принимая $G_0 = 1$, мы получим, что $\bar{v} = v_0$. Следовательно, подставляя $v_0$ во вторую формулу, получим работу сжатия на 1 *кг* воздуха. Вместо $p_0$ $v_0$ мы можем поставить $RT$ и получим окончательную формулу в таком виде:

$$L_{is} = RT \ln \frac{p_0}{p_1} - v_0 (p_0 - p_1) = RT\left[\ln \frac{p_0}{p_1} - \left(1 - \frac{p_1}{p_0}\right)\right]. \tag{202a}$$

Работа изотермического сжатия выразится заштрихованным треугольником. Таким образом работа идеального турбокомпрессора в турбине с постоянным объемом сгорания меньше, чем работа изотермического сжатия при постоянном давлении (площадь, заштрихованная по контуру).




Фиг. 99.

Формула (202а) получена для идеального турбокомпрессора.

Разберем случай сжатия в турбокомпрессоре по адиабате при изотермическом процессе в камере. Чем больше давление сжатия в турбокомпрессоре, тем с большей температурой получается воздух после него, и, для того чтобы сохранить изотермический процесс в камере при температуре 30—40° С, нужно воздух охлаждать, что на первый взгляд кажется несколько парадоксальным. Но это охлаждение воздуха после турбокомпрессора для турбин с постоянным объемом сгорания даже желательно, так как камеры турбин постоянного объема сгорания лучше заполнять холодным воздухом. Это представляет определенную выгоду для такой турбины (см. гл. II).

Состояние воздуха при всасывании соответствует точке *A*, для первого момента такое же состояние будет и в камере. В процессе

давления работы изменение состояния в камере пойдет по изотерме $AB$, а процесс сжатия в турбокомпрессоре изобразится адиабатой $AB'$ (фиг. 99).

Турбокомпрессор сжимает воздух от состояния $A$ до некоторого промежуточного состояния $C$, затем воздух при постоянном давлении $p$ охлаждается от состояния $C$ до состояния $D$, с каковым и поступает в камеру. При увеличении давления до $p'$ турбокомпрессором воздух сжимается до точки $C'$ и охлаждается до точки $D'$.

Рассуждения будут буквально те же, что и раньше. Для участка кривой $DD'$ из характеристического уравнения мы получим то же равенство, которое мы имели раньше [формула (200)].

$$\bar{v} \cdot dp = RT dG,$$

а элементарная адиабатическая работа выразится произведением заштрихованной площади на $dG$:

$$dL_{ad} = \text{площ. } ACC_1A_1 \cdot dG;$$

выражая площадь $CC_1\,AA_1$ в параметрах воздуха, получим следующее:

$$dL_{ad} = dG \cdot \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[ \left( \frac{p}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] = \frac{k}{k-1} RT \left[ \left( \frac{p}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] dG.$$

Вместо $dG$ вставим его выражение из формулы (200), тогда

$$dL_{ad} = \bar{v} \frac{k}{k-1} \left[ \left( \frac{p}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] \cdot dp. \qquad (203)$$

Для 1 *кг* заменяя $\bar{v}$ через $v_0$, получим выражение $dL_{ad}$, помножив и разделив формулу (203) на $p_1$:

$$dL_{ad} = v_0 p_1 \left[ \left( \frac{p}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] d\left( \frac{p}{p_1} \right).$$

Интегрируем в пределах от 1 до $\frac{p_0}{p_1}$, тогда

$$L_{ad} = v_0 p \int_1^{p_0/p_1} (x^{\frac{k-1}{k}} - 1)\, dx,$$

где $x = \frac{p}{p_1}$; интегрируя и вставляя пределы, имеем

$$L_{ad} = \frac{k}{k-1} v_0 p_1 \left\{ \frac{k}{2k-1} \left[ \left( \frac{p_0}{p_1} \right)^{\frac{2k-1}{k}} - 1 \right] - \frac{p_0}{p_1} + 1 \right\}. \qquad (204)$$

Разберем третий случай политропического процесса в камере и адиабатического — в компрессоре (фиг. 100). От точки $A$ по политропе $AB$ идет процесс в камере. В данном случае, как показано на диаграмме, показатель политропы $m$ меньше, чем показатель адиабаты $k$. Линия $AB'$ представляет адиабату в компрессоре. Вос-

пользуемся общим приемом: берем некоторое промежуточное дав-
ление $p$, отмеченное точкой $C$ на адиабате и точкой $D$ на полит-
ропе, и для последней пишем характеристическое уравнение

$$p\bar{v} = GRT.$$

Из уравнения политропы $AB$ можем написать, что

$$\frac{T}{T_1} = \left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{m-1}{m}},$$

отсюда, определив $T$, подставляем в характеристическое уравнение

$$p\bar{v} = GRT_1 \left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{m-1}{m}}.$$

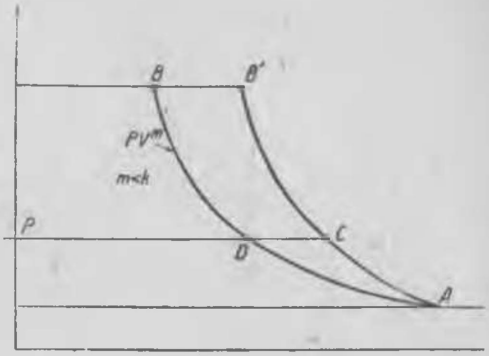
Определяем $G$:

$$G = \frac{\bar{v}}{RT_1} \cdot p_1^{\frac{m-1}{m}} \cdot p^{\frac{1}{m}}.$$

Диференцируем это равенство:

$$dG = \frac{\bar{v}}{RT_1 \cdot m} p_1^{\frac{m-1}{m}} \cdot p^{\frac{1-m}{m}} \cdot dp,$$

или, вводя для краткости письма постоянный член,




Фиг. 100.

$$a = \frac{\bar{v}}{RT_1 m} p_1^{\frac{m-1}{m}},$$

можем написать

$$dG = a p^{\frac{1-m}{m}} dp. \qquad (205)$$

Элементарная работа $dL_m$ политропического процесса в камере

$$dL_m = dG \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[\left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} - 1\right] =$$

$$= a \frac{k}{k-1} \cdot p_1 v_1 p^{\frac{1-m}{m}} \left[\left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} - 1\right] dp.$$

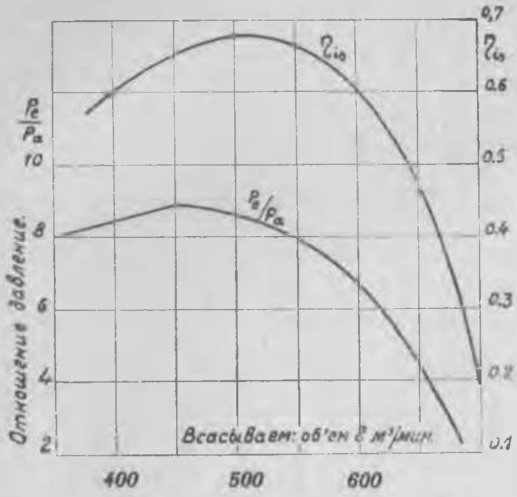
Обозначаем $\frac{p}{p_1} = x$ и вставляя значение $a$, получим следующее:

$$dL_m = \frac{\bar{v} p_1}{m} \cdot \frac{k}{k-1} x^{\frac{1-m}{m}} [x^{\frac{k-1}{k}} - 1] dx.$$

Интегрируя в пределах от 1 до $\frac{p_0}{p_1}$, получим окончательно

$$L_m = \bar{v} \frac{k}{k-1} p_1 \left\{\frac{k}{km + k - m}\left[\left(\frac{p_0}{p_1}\right)^{\frac{+\ m\ -}{km}} - 1\right] - \left(\frac{p_0}{p_1}\right)^{\frac{1}{m}} + 1\right\}. \qquad (206)$$

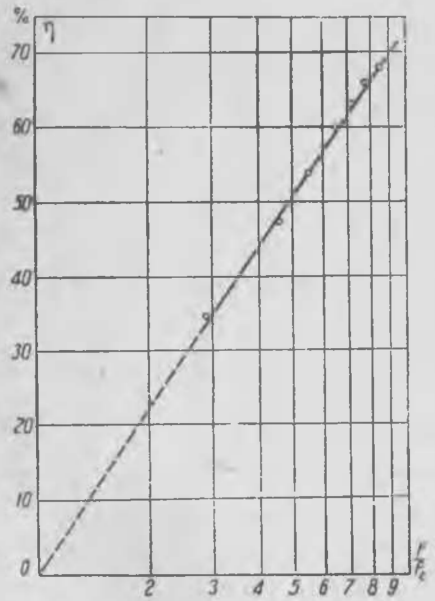
Эта же формула пригодна для случая политропического процесса и в компрессоре и в камере. Достаточно вместо $k$ поставить показатель политропы сжатия в турбокомпрессоре. При $m = 1$ формула (206) переходит в формулу (204). Для $m = 1$ и $k = 1$, т. е. для случая изотермического процесса и в компрессоре и в камере по формуле (206) получается неопределенность $\frac{0}{0}$, после открытия которой получим формулу (202).



Фиг. 101.

Мы разобрали три случая работы идеального турбокомпрессора. Остановимся теперь на работе турбокомпрессора действительного.

Изотермический к. п. д. компрессора меняется от расхода (фиг. 101). На основании опытных данных для турбокомпрессоров можно построить график зависимости этого к. п. д. в функции от отношения давлений. Работа обычно происходит в области ниспадающей части характеристики, т. е. в пределах точек *1* и *5* (фиг. 98). Если участок кривой от точки *1* до точки *5* перестроить в другой системе координат, а именно по оси абсцисс откладывать логарифм отношения давлений, а по оси ординат — к. п. д., то получается линия, очень близкая к прямой.



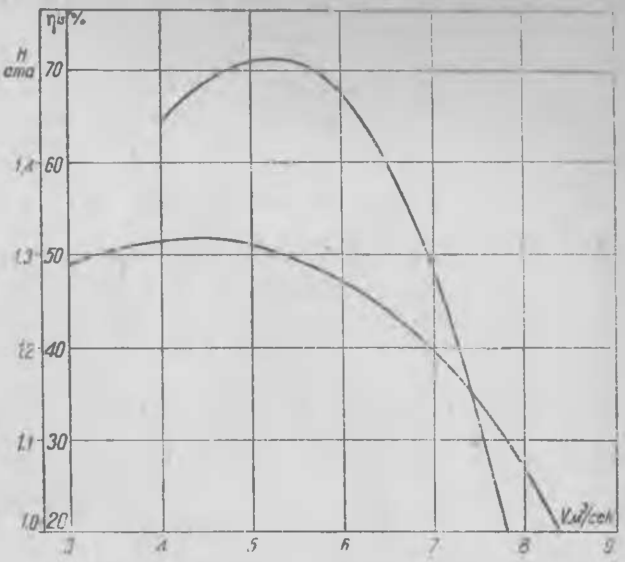
Фиг. 101а.

На фиг. 101 и 102 в масштабе даны кривые, заимствованные у Стодола, а на фиг. 101а и 102а — полученные нами логарифмические кривые.

Прямые проходят через начало координат, что соответствует $\frac{p_0}{p_1} = 1$ и $\eta_{к.з} = 0$, т. е. при отношении давления, равного единице, турбокомпрессор работает с к. п. д., близким к нулю. Это получается во время пускового периода турбокомпрессора, когда нет никакого сопротивления. Турбокомпрессор в этом случае перегоняет воздух с места на место, не давая

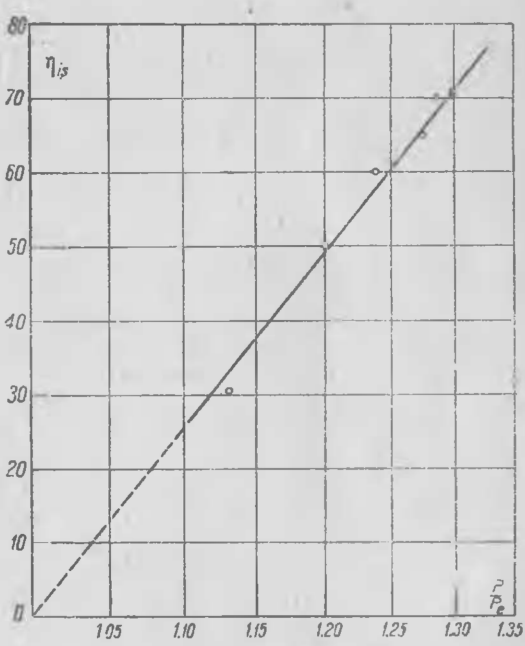
фактически работы сжатия, но так как процесс сопровождается трением, то к. п. д. сжатия будет равен нулю. На фиг. 101а и 102а даны прямые и точки действительных к. п. д., взятые из характеристик. Из этого графикаможно получить такое выражение:

$$\eta_{is} = (\eta_{is})_{max} \cdot \frac{\ln \frac{p}{p_1}}{\ln \frac{p_0}{p_1}}, \quad (207)$$



Фиг. 102.

т. е. изотермический к. п. д. пропорционален логарифму отношения давлений. Формула не является следствием какой-нибудь теоретической предпосылки. Вообще следует отметить, что расчет режима турбокомпрессора в переменных условиях настолько проблематичен, что при его осуществлении приходится довольствоваться эмпирическими зависимостями. В данном случае приведенный закон подмечен автором из обработки опытных материалов.



Фиг. 102а.

Однако нужно сказать, что данные совершенно разнохарактерных турбокомпрессоров все-таки укладывались в прямую линию. Таким образом можно с большей вероятностью принять зависимость текущего к. п. д. в функции от отношения давления по логарифмическому закону. Около максимума начинается некоторый загиб, но весьма незначительный.

Учитывая все вышесказанное, можем получить довольно просто

выражение для эффективной работы турбокомпрессора при условии изотермического сжатия.

Элементарная эффективная работа $dL_{is}^{ef}$ для текущего давления в камере напишется так:

$$dL_{is}^{ef} = \frac{RT \ln \frac{p}{p_1}}{\eta_{is}} dG, \tag{208}$$

подставляя значение $\eta_{is}$ из формулы (207) и $dG = \frac{\bar{v}}{RT} dp$ в формулу (208), имеем такое выражение:

$$dL_{is}^{ef} = \frac{\bar{v} \ln \frac{p_0}{p_1}}{(\eta_{is})_{\max}} dp.$$

Интегрируя в пределах $p_1 - p_0$, получим

$$L_{is}^{ef} = \frac{\bar{v} \ln \frac{p_0}{p_1}}{(\eta_{is})_{\max}} (p_0 - p_1).$$

Для 1 *кг* введем вместо $\bar{v} = v_0$ и получим следующее:

$$L_{is}^{ef} = \frac{RT \ln \frac{p_0}{p_1}}{(\eta_{is})_{\max}} \left(1 - \frac{p_1}{p_0}\right), \tag{209}$$

в то время как для идеального турбокомпрессора мы писали

$$L_{is} = RT \left[ \ln \frac{p_0}{p_1} - \left(1 - \frac{p_1}{p_0}\right) \right]. \tag{202a}$$

Один из вариантов заполнения камеры воздухом в турбине Хольцварта заключается в том, что между турбиной и компрессором имеется ресивер, в который накачивается воздух, и в нем держится постоянное давление. Когда открывается воздушный клапан, то из этого ресивера подается соответствующая порция воздуха в камеру сгорания. Естественно, что в первый момент подачи из ресивера в камеру получается мятие поступающего воздуха через воздушный клапан. Такой порядок работы преследует цель заставить работать турбокомпрессор в постоянных условиях и тем повысить его эффективность, но одновременно с этим вводится необратимый процесс (мятие) во время заполнения камеры воздухом из ресивера. В ресивере будет все время некоторое почти неизменное давление $p_0$, так как обычно объем ресивера настолько велик, что заполнение камеры воздухом мало отзывается на изменении давления $p_0$. Ввиду того что давление в камере после продувки воздухом равно 1 *am*, то в первый момент пуска в воздушном клапане будет большое мятие. Интересно отметить, что включение в схему ресивера сразу сказывается на работе воздушной части турбины. Действительно, выше мы установили величину

идеальной работы изотермического сжатия при постоянном объеме камеры (площадь треугольника, заштрихованного на фиг. 97). Теперь же при нагнетании в ресивер компрессор работает в постоянных условиях, т. е. работа компрессора будет установившаяся, поэтому можно считаться с максимальным к. п. д. турбокомпрессора. Насколько выгодна работа с ресивером по сравнению с работой без ресивера? Подсчитаем работу, которую мы затратим на заполнение камеры при работе с ресивером. Обозначим объем камеры, как всегда, через $\bar{v}$; начальное состояние газа в камере перед заполнением воздуха — $p_1$ $v_1$, конечное состояние будет соответствовать состоянию $p_0$, $v_0$ в резервуаре. Благодаря тому что резервуар больше камеры, то, когда камера заполнится воздухом, давление в системе упадет очень незначительно, т. е. мы принимаем, что состояние в камере после ее заполнения будет равно состоянию в ресивере. Температура в камере будет постоянной и равной температуре ресивера (в процессе мятия можно принимать температуру неизменной).

Подсчитаем, какое количество воздуха войдет из ресивера в камеру; до заполнения в камере было $G_1$ килограммов; значение $G_1$ получим из характеристического уравнения:

$$G_1 = \frac{p_1 \bar{v}}{RT}.$$

Так как при переменной работе турбокомпрессора мы рассматривали изотермический процесс, то и здесь для сравнения должны процесс полагать изотермическим при температуре $T$. После заполнения камеры воздухом получим

$$G_0 = \frac{p_0 \bar{v}}{RT}.$$

Таким образом количество килограммов, которое поступило из ресивера в камеру, изобразится разностью $G_0 - G_1$, или, вставляя соответствующие выражения,

$$G_0 - G_1 = \frac{\bar{v}\,(p_0 - p_1)}{RT}.$$

Определим работу, затраченную на это количество воздуха. Работа компрессора происходит при постоянном режиме. Следовательно, на каждый килограмм воздуха затрачивается в турбокомпрессоре работа при изотермическом процессе, выражаемая так (площадь, заштрихованная по контуру на фиг. 97):

$$L_{is} = RT \ln \frac{p_0}{p_1},$$

$p_1$ соответствует начальному давлению в камере. Это предположение исходит из желания сравнить первый (без ресивера) и второй (с ним) варианты заполнения камеры, а при первом варианте у нас в камере также оставалось какое-то количество воздуха. Умножая $(G_0 - G_1)$ килограммов на величину работы $(L_{is})$, получаем работу,

затраченную компрессором. Следовательно, $L_{is_1}^{ef}$ в этом случае будет равняться

$$L_{is_1}^{ef} = \frac{\ln \frac{p_0}{p_1}}{(\eta_{is})_{max}} \cdot \bar{v}\,(p_0 - p_1). \qquad (210)$$

Делая преобразования и заменяя $\bar{v}$ через $v_0$ (для 1 *кг*), так как будем считать, что в камере после заполнения будет 1 *кг*, получим

$$L_{is_1}^{ef} = \frac{v_0 p_0 \ln \frac{p_0}{p_1}}{(\eta_{is})_{max}} \cdot \left(1 - \frac{p_1}{p_0}\right) = \frac{RT \ln \frac{p_0}{p_1}}{(\eta_{is})_{max}} \left(1 - \frac{p_1}{p_0}\right), \qquad (210a)$$

т. е., как видим, формула (210а) полностью совпадает с формулой (210).

Для идеального случая

$$L_{is_1} = RT \ln \frac{p_0}{p_1} \left(1 - \frac{p_1}{p_0}\right). \qquad (211)$$

Таким образом, будем ли работать с ресивером или без него, результат будет один и тот же. Поэтому понятно, почему турбина Хольцварта (второй вариант) работает на постоянном режиме турбокомпрессора.

Можно говорить про идеальную работу компрессорной установки как при наличии ресивера, так и без него. В первом случае работа, затраченная на получение 1 *кг* воздуха, при давлении $p_0$ в камере выразится формулой (211), во втором — формулой (202а). Для того чтобы определить, во сколько раз больше работы мы затрачиваем в первом случае сравнительно со вторым, возьмем отношение $\frac{L_{is_1}}{L_{is}}$:

$$\frac{L_{is_1}}{L_{is}} = \frac{\ln \frac{p_0}{p_1}\left(1 - \frac{p_1}{p_0}\right)}{\ln \frac{p_0}{p_1} - \left(1 - \frac{p_1}{p_0}\right)} = \frac{\left(1 - \frac{1}{x}\right)\ln x}{\ln x - \left(1 - \frac{1}{x}\right)},$$

где для краткости письма $x = \frac{p_0}{p_1}$. При очень большом $x \to \infty$ это отношение будет равно единице:

$$\frac{L_{is_1}}{L_{is}} = \left[\frac{1 - \frac{1}{x}}{1 - \frac{1 - 1/x}{\ln x}}\right]_{x \to \infty} = 1.$$

При очень малом $x \to 1$ ($p_0 \to p_1$) после двукратного дифференцирования числителя и знаменателя по $x$, для открытия неопределенности получим

$$\left[\frac{L_{is_1}}{L_{is}}\right]_{x \to 1} = 2.$$

Следовательно, для всех значений $x$ от 1 до $\infty$ отношение идеальных работ больше единицы. Действительная работа в том и в другом случае будет одинакова, если принять изменение изотермического к. п. д. турбокомпрессора по уравнению (207).

*ГЛАВА ВОСЬМАЯ*

## ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ И РАСЧЕТЫ

Разберем вопрос о переходе с одного режима на другой для турбины постоянного давления сгорания. Обозначим через $p_0$ давление сгорания, равное давлению сжатия в турбокомпрессоре, т. е. мы будем пренебрегать перепадом давления между компрессором и камерой турбины. Далее,

$T_0$ — температура сгорания;
$\alpha_0$ — избыток воздуха;
$H_u$ — теплотворная способность топлива;
$f_m$ — минимальная площадь сечения сопел,

и, кроме того, имеем в виде графика характеристику турбокомпрессора при постоянном числе оборотов, изображенную на фиг. 98.

Что будет с параметрами, если расход топлива изменится на известную величину? Пусть на характеристике работа в первый момент изображается точкой *3* (фиг. 98). На характеристике же мы будем иметь кривую изменения к. п. д., данную пунктиром. Схему турбины постоянного давления сгорания без ресивера см. на фиг. 1. Пусть расход топлива будет $B_0$ *кг/сек*. Для конкретности предположим, что у нас расход топлива уменьшился. Уменьшение расхода топлива в первую очередь сказывается на том, что температура в камере *5* упадет, вместо $T_0$ будет температура более низкая. Но с уменьшением температуры газы в камере *5* становятся более плотными и в большем количестве начинают проходить через сопло *8*. Следовательно, с уменьшением температуры давление в камере *5* начинает падать. Как следствие падает давление в нагнетательной линии турбокомпрессора. Следовательно, точка *3*, изображающая работу турбокомпрессора по характеристике, перемещается в какую-нибудь точку *2* (фиг. 98). Таким образом расход воздуха начинает увеличиваться, а последнее вызовет новое понижение температуры. Такое понижение температуры продолжается до тех пор, пока при уменьшении мощности на колесе до известного предела подействует регулятор и прибавит топлива. Таким образом после некоторых колебаний турбина установится на новом режиме.

Наша задача заключается в определении параметров при новом режиме при условии, что расход топлива изменился на некоторую величину. Таким образом мы решаем задачу, исходя не из мощности, а из расхода топлива. Взяв точку *3* и точку *2* достаточно близко друг от друга, заменим расстояние по кривой от точки *2* до точки *3* прямолинейным отрезком *2-3*. С уменьшением расхода топлива точка *3* будет смещаться в сторону меньших давлений,

с увеличением расхода—в сторону больших, т. е. можно заранее наметить положение точки *2* (или *4*) в зависимости от снижения или увеличения расхода топлива.

Таким образом проведем секущую между точками *2* и *3*, и для нее можем написать уравнение в таком виде:

$$p = aG + b, \tag{212}$$

причем $a$ и $b$ найти чрезвычайно просто, поскольку имеется характеристика (проведение прямой через две точки *2* и *3*).

Таким образом коэфициенты $a$ и $b$ будут известны. Все параметры для нового режима будем обозначать без значка. Напишем уравнение расхода через сопло при какой-то новой температуре и при новом расходе.

$$G + B = \lambda \frac{f_m p}{\sqrt{RT}}, \tag{213}$$

где $B$ *кг/сек* — секундный расход топлива. Через сопло идут продукты сгорания в количестве $(G+B)$ *кг/сек*.

В уравнение входят новое давление, новая температура и новый расход, но старая площадь минимального сечения сопел $f_m$. Как видим, в этом равенстве у нас слишком много неизвестных $G$, $p$ и $T$. Но $G$ и $p$ связаны уравнением (212). Поэтому необходимо увязать $G$ и $T$. Для этого напишем уравнение сгорания, полагая, что начальная температура входящего воздуха $T_a$, и это же будет температура воздуха, входящего в камеру сгорания. Тогда уравнение сгорания напишется следующим образом:

$$\frac{H_u}{1 + \alpha l_0} = c_p (T - T_a). \tag{214}$$

В данном случае это выражение связывает избыток воздуха с температурой $T$. Но $\alpha$ есть отношение всего количества воздуха, пошедшего на сгорание, к теоретически необходимому количеству воздуха, т. е.

$$\alpha = \frac{G}{B l_0}, \tag{215}$$

где $G$ есть общее количество воздуха в *кг/сек*. Расход топлива $B$ нам известен, следовательно, нетрудно $\alpha$ выразить через $G$. Подставляя значение $\alpha$ из формулы (215) в формулу (214), получим связь между $G$ и $T$. Подставляя $T$ в функции от $G$ в формулу (213), мы получим связь между $G$ и $p$ и, решая совместно с формулой (212), получим ответ. Проделаем эти преобразования, подставляя $\alpha$ из выражения (215) в (214):

$$c_p (T - T_0) = \frac{H_u}{1 + \frac{G}{B}}.$$

Определим отсюда $T$. Оно будет равняться

$$T = \frac{B H_u}{c_p (G + B)} + T_a.$$

Это значение $T$ подставляем в формулу (213); получим

$$\lambda f_m p = (G+B)\sqrt{R\left[\frac{BH_u}{c_p(G+B)}+T_a\right]},$$

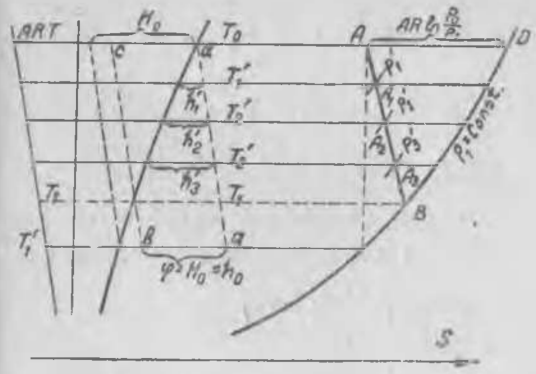
и, наконец, подставляя вместо $p$ его значение из формулы (212), получим окончательное уравнение для определения $G$, т. е.

$$\lambda f_m(aG+b)=\sqrt{R\left[\frac{BH_u}{c_p}(G+B)+T_a(G+B)^2\right]}. \qquad (216)$$

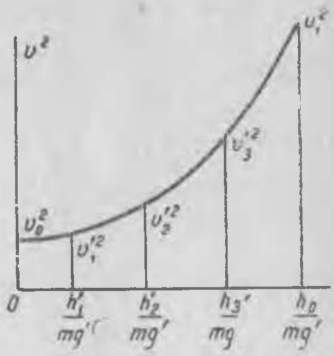
Итак, получаем уравнение относительно $G$, разрешить которое большого труда не представляет, а определив $G$, получим точку 2, новое давление $p$, новый $\alpha$ и по ним можем определить к. п. д. турбокомпрессора и к. п. д. газовой турбины в целом при новом режиме.

### Графический расчет сопла $v^2$-методом

Задаваясь коэфициентом скорости сопла $\varphi$, строим политропу расширения в $TS$-диаграмме (фиг. 103). Откладываем отрезок $ab=\varphi^2H_0=h_0$ (прямая $ad \parallel ART$), проводим линию $bc \parallel ART$, точка




Фиг. 103.




Фиг. 104.

пересечения ее с кривой $U$ даст температуру $T_1$ и точку $B$ на изобаре $p_1=\text{const}$. Состояние перед соплом задается давлением $p_0$ и температурой $T_0$. В $TS$-диаграмме получаем это состояние, откладывая отрезок $AD=AR\ln\frac{p_0}{p_1}$ по изотерме $T_0=\text{const}$. Пологая кривая $AB$ дает искомую политропу. Затем аналогично фиг. 88 проводим ряд изотерм и определяем давления $p_1'$, $p_2'$, $p_3'$ и т. д., а также использованные теплопадения $h_1'$, $h_2'$, $h_3'$ и т. д., замеренные по соответствующим изотермам $T_1'$, $T_2'$, $T_3'$ между кривой $U$ и прямой $ad$. Все построение показано на фиг. 103. Зная давления и температуры в точках $A_1$, $A_2$, $A_3$ и т. д. политропы, подсчитываем по характе-

ристическому уравнению удельные объемы $v_1' = \frac{RT_1'}{R_1'}$, $v_2'$, $v_3'$ и т. д.

Затем по этим данным строим $v^2$-кривую в зависимости от $h$, как показано на фиг. 104, причем вместо $h$ по оси абсцисс отложены $h/m_g'$, т. е. использованные теплопадения, отнесенные не к одному молю $h$, а к 1 *кг* продуктов сгорания ($m_g'$ — средний молекулярный вес продуктов сгорания).

Проходные сечения, минимальное и выходное, определяются из следующих соотношений:

$$\frac{c^2 - c_0^2}{2g} A = \frac{h}{m'}; \quad \frac{cf}{v} = G,$$

где $c_0$ *м/сек* — скорость подтока газа к соплу; $c$ — текущее значение скорости в сечении $f_m$[2], где имеем удельный объем $v$ *м*$^3$*/кг*; $G$ — секундный расход газа через сопло. Определив $c$ из первого уравнения и подставив его во второе уравнение, получим

$$\left(\frac{G}{f}\right)^2 = \frac{2g}{A}\left(\frac{h}{m_g'} + \frac{c_0^2}{2g} A\right)\frac{1}{v^2}, \text{ или } \frac{v^2}{\bar{h}} \cdot \frac{A}{2g} = \left(\frac{f}{G}\right)^2, \qquad (217)$$

где через $\bar{h}$ обозначено все выражение $\frac{h}{m_g'} + \frac{c_0^2}{2g} A$[1]. Из фиг. 105 видно, что $\operatorname{tg}\alpha = \frac{v^2 m_v}{\bar{h} m_h}$, где $m_v$ и $m_h$ — масштабы, в каких построена $v^2$-кривая. Строим $\triangle CDE \sim \triangle OAB$, катет $CD = \frac{A}{2g} m_A$, где $m_A$ — масштаб величины $A/2g$ ($m_A \approx 10^6$ *мм*, тогда $CD = 120$ *мм*). Катет $ED = CD \operatorname{tg}\alpha$. Подставляя $\operatorname{tg}\alpha$ и $CD$, получим, учитывая равенство (217),

$$DE = \frac{A}{2g} \cdot \frac{v^2}{\bar{h}} \cdot \frac{m_v}{m_h} m_A = \left(\frac{f}{G}\right)^2 \cdot \frac{m_v}{m_h} \cdot m_A.$$

Таким образом катет $DE$ пропорционален величине $\left(\frac{f}{G}\right)^2$, фактор пропорциональности будет масштабом величины $\left(\frac{f}{G}\right)^2$, т. е.

$$m_f = \frac{m_v}{m_h} \cdot m_A.$$

Площадь сечения сопла в данном месте определится из соотношения

$$f = G\sqrt{\frac{DE}{m_f}} = G\sqrt{\frac{CD}{m_f}\operatorname{tg}\alpha},$$

причем величина катета $CD$ постоянна. Следовательно, площадь сечения сопла пропорциональна $\sqrt{\operatorname{tg}\alpha}$. Угол $\alpha$ есть угол наклона

[1] На фиг. 105 отрезок $OB = \bar{h} \cdot m_h$.

секущей кривой $v^2 = F(h)$ в рассматриваемой точке $A$. Перемещая точку $A$ по $v^2$-кривой, мы будем получать различные углы $\alpha$; минимальное сечение сопла будет соответствовать тому месту, где $\alpha$ будет минимальным, это будет в точке $M$, когда секущая обратится в касательную.

$$f_{\min} = G\sqrt{\frac{DM_1}{m_f}}.$$

Выходная площадь будет характеризоваться секущей $OK$:

$$f_{вых} = G\sqrt{\frac{DK_1}{m_f}},$$

причем $CM_1 \| OM$, $CK_1 \| OK$. Этот метод расчета предложен проф. Стодола. $\triangle CDE$ совершенно нет необходимости строить в стороне, можно катет $CD$ совместить с осью $h$ и точку $C$ с точкой $O$.

**Определение $\varphi$ сопла по коэфициенту сопротивления в трубах**

При течении жидкости по трубе работа трения определяется по формуле

$$L_R = \lambda \frac{l}{d} \cdot \frac{c^2}{2g} \frac{кгм}{кг \text{ газа}}, \tag{218}$$

где $l$ — длина в $м$; $d$ — диаметр трубы в $м$; $c$ — скорость в данном сечении в $м/сек$; $g$ — ускорение силы тяжести $= 9{,}81\, м/сек^2$; $\lambda$ — коэфициент сопротивления. По Омбеку (см. Schüle, Technische Thermodynamik, IV Auf 1, стр. 370)

$$\lambda = \frac{0{,}242}{\left(\frac{cd}{\nu}\right)^{0{,}224}} = \frac{0{,}242}{Re^{0{,}224}}. \tag{219}$$

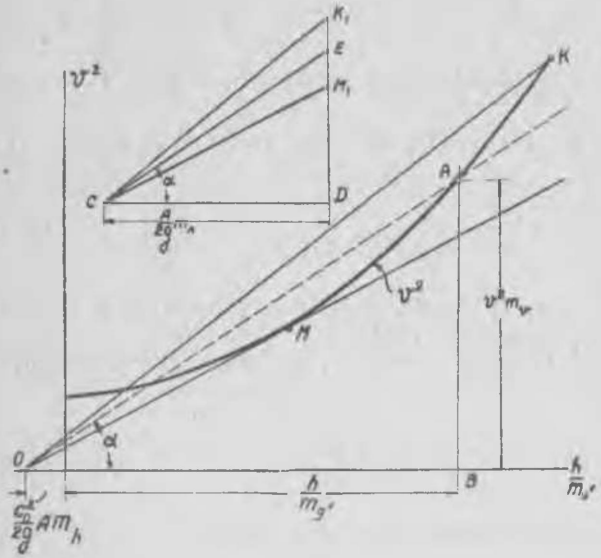
Значения $c$ и $d$ см. выше; $\nu$ — коэфициент кинематической вязкости $= \frac{\mu g}{\gamma}$, $\mu$ $(кг \cdot сек \cdot м^2)$ — коэфициент динамической вязкости; $\gamma$ $кг/м^3$ — удельный вес. Так как обычно коэфициент вязкости выражается в абсолютной системе единиц, то $\mu = \frac{\mu_{abs}}{98{,}1}$ и

$$Re = \frac{cd}{\nu} = \frac{10\,\gamma cd}{\mu_{abs}}. \tag{220}$$

Величина $Re$, как известно, носит название „числа Рейнольдса“. Значения коэфициента вязкости $\mu_{abs}$ приведены в следующей таблице (Schüle, S. 371).

**Таблица $\mu_{abs}$ для воздуха и пара** $\left(\frac{g}{cm\ sec}\right)$

| Температура в °C | 0 | 10 | 20 | 30 | 40 | 50 | 60 | 70 | 80 | 90 | 100 | 110 | 120 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Воздух . . . . | 1 750 | 1 820 | 1 886 | 1 940 | 1 995 | 2 040 | 2 080 | 2 120 | 2 160 | 2 200 | 2 240 | 2 270 | 2 308 |
| Водяной пар . . | 900 | 942 | 983 | 1 025 | 1 067 | 1 108 | 1 150 | 1 192 | 1 234 | 1 275 | 1 317 | 1 359 | 1 400 |
| Температура в °C | 130 | 140 | 150 | 160 | 170 | 180 | 190 | 200 | 210 | 220 | 230 | 240 | 250 |
| Воздух . . . . | 2 340 | 2 372 | 2 405 | 2 437 | 2 468 | 2 500 | 2 532 | 2 564 | 2 596 | 2 629 | 2 661 | 2 694 | 2 726 |
| Водяной пар . . | 1 442 | 1 484 | 1 525 | 1 567 | 1 609 | 1 651 | 1 692 | 1 734 | 1 776 | 1 817 | 1 859 | 1 901 | 1 942 |
| Температура в °C | 260 | 270 | 280 | 290 | 300 | 310 | 320 | 330 | 340 | 350 | 360 | 370 | 380 |
| Воздух . . . . | 2 759 | 2 791 | 2 824 | 2 857 | 2 890 | 2 923 | 2 955 | 2 987 | 3 019 | 3 052 | 3 084 | 3 117 | 3 149 |
| Водяной пар . . | 1 984 | 2 026 | 2 068 | 2 109 | 2 151 | 2 193 | 2 234 | 2 276 | 2 318 | 2 360 | 2 401 | 2 443 | 2 485 |




Фиг. 105.

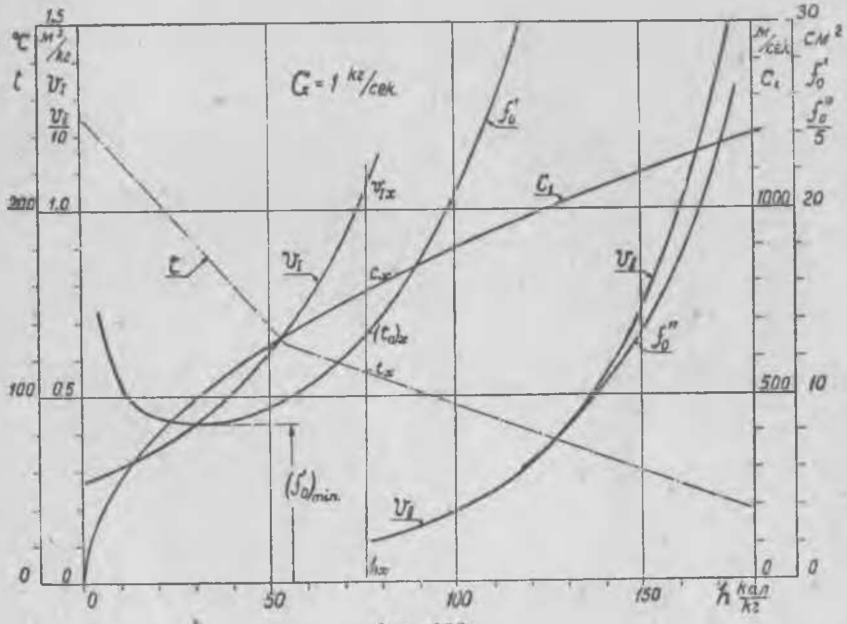
Значения $\mu_{abs}$ пригодны как для насыщенного, так и перегретого пара. Так как при протекании пара по соплу изменяются и $c$ и $\lambda$, то полную работу трения можно найти лишь графическим интегрированием. В качестве примера определим работу трения в сопле № 9, испытанном Сиблей (Sibley) и Кэмбль (Kemble) (см. Stodola, V Aufl, стр. 59). Размер сопла: $f_{min} = 0{,}785\ см^2$, $f_1 = 10{,}65\ см^2$, длина $l = 163\ мм$, потеря энергии по опытам составляет 4%. Начальное давление пара бралось различное, выберем одно из них $p_0 = 9{,}15\ ama$ $t_0$ примем 250°C.

Из опыта потеря энергии равна 4%; сравним, насколько совпадают опыты Омбека с этим частным случаем. В *is*-диаграмме строим политропу с $\varphi = \sqrt{1 - 0{,}04} = 0{,}98$ и по ней строим диаграмму фиг. 106, где по оси абсцисс отложены использованные перепады в сопле и в функции от этих перепадов построен ряд кривых: $v_I$ и $v_{II}$ — изменение удельного объема протекающего пара в $м^3/кг$; $c_I = 91{,}5\sqrt{h}$ — скорость по соплу в $м/сек$; $t$ — изменение температуры пара в °C и $f_0'$ и $f_0''$ — изменение площади прохода сопла в предположении расхода в 1 $кг/сек$, шкала площадей дана в $см^2$. Как для $v_I$

так и для $f_0$ взяты два различных масштаба, отчего имеем по две ветви кривых — желание получить более крупный масштаб и не выйти из габарита чертежа; $f_0''$ подсчитываем по формуле

$$f_0'' = \frac{1 \cdot v_1}{c_1} \cdot 10\,000 \; см^2.$$

Пользуясь этой диаграммой, строим эти же величины в функции от длины сопла (фиг. 107). Пересчет производим следующим образом: строим кривую изменения площадей $f$ сечения сопла в функции от длины, принимая сопло за усеченный конус с диаметром 10,01 *мм* в горловине и 36,85 *мм* при выходе. Строим условную кривую $f_0$,




Фиг. 106.

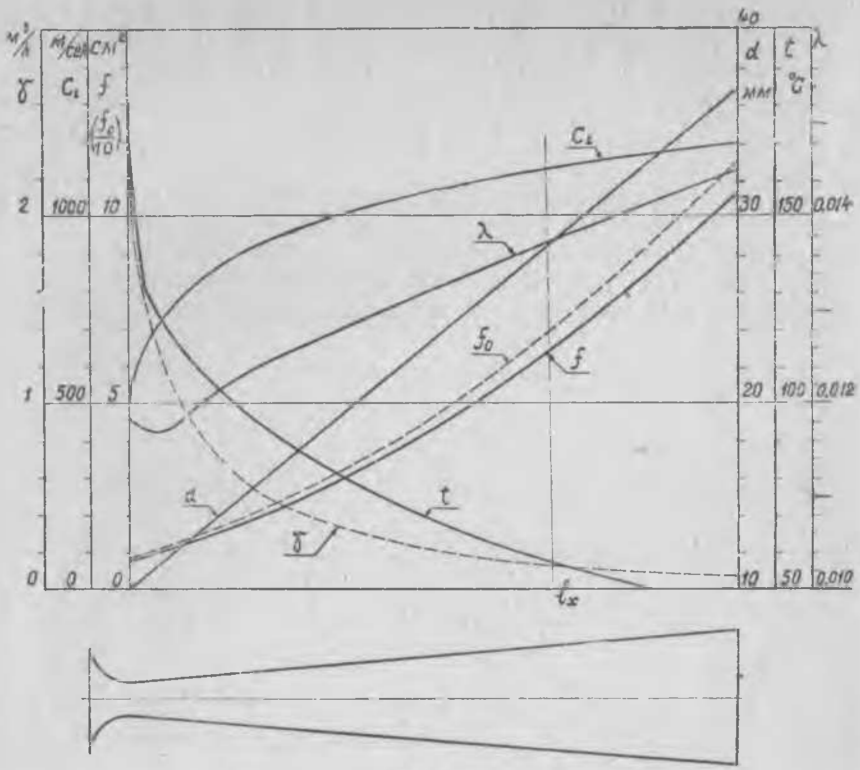
которая показывает, какие сечения должно было бы иметь сопло, чтобы пропустить 1 *кг* пара и чтобы течение всех параметров по длине сопла не изменилось. Для этого из фиг. 106 берем значение $(f_0')_{min} = 8{,}5 \; см^2$ и значения площадей $f$ из фиг. 107 умножаем на отношение

$$\frac{(f_0')_{min}}{f_{min}} = \frac{8{,}5}{0{,}785} = 10{,}82;$$

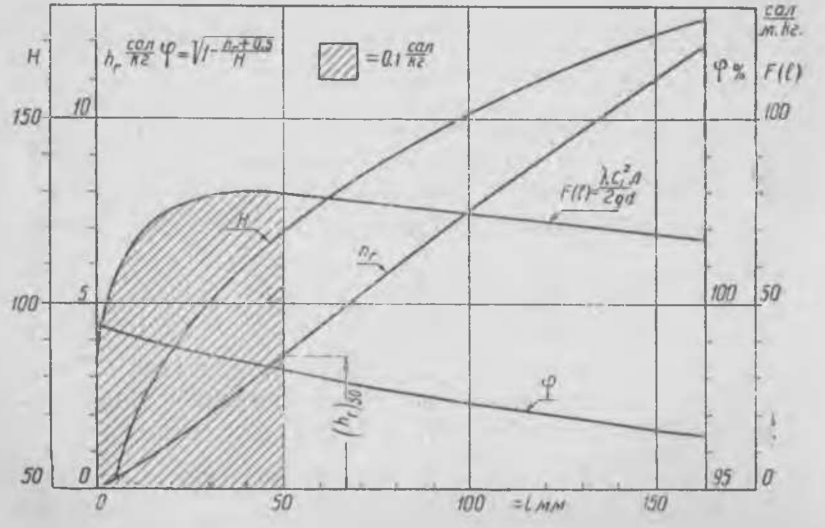
таким образом $f_0 = 10{,}82 \cdot f$ (фиг. 107). Можно было бы также построить кривую изменения площадей сечения сопла для действительного расхода на фиг. 106, причем

$$G_{действ} = \frac{1 \cdot 0{,}785}{8{,}5} = 0{,}0923 \; кг/сек,$$

и пользоваться этой кривой.




Фиг. 10 .




Фиг. 108.

Берем произвольное $h_x$ (фиг. 106) и прочитываем значения $(f_0)_x$, $(v_1)_x$; $t_x$, $c_{1x}$, на фиг. 107 проводим горизонталь $(f_0)_x$ до пересечения с $f_0$ и на вертикали $l_x$ откладываем $\gamma_x = \frac{1}{(v_1)_x} t_x$, $c_{1x}$, повторяем этот процесс для ряда $h_x$ и получим кривые $\gamma$, $t$ и $c_1$ на фиг. 107 в функции от длины сопла.

Формула (218) для бесконечно малого участка $dl$ напишется

$$dL_R = \lambda \frac{dl}{d} \cdot \frac{c^2}{2g},$$

а для всего сопла $L_R$ выразится интегралом

$$L_R = \int_{l_1}^{l_2} \frac{\lambda c^2}{2gd} \cdot dl. \qquad (221)$$

Вводим обозначение $A \frac{\lambda c^2}{2gd} = F(l)$, и наш интеграл перепишется так (переходя к тепловым единицам $A = \frac{1}{427}$):

$$AL_R = \int_{l_1}^{l_2} F(l)\,dl = h_r.$$

Для того чтобы построить функцию $F(l)$ на фиг. 107, строим кривую $\lambda = \psi(l)$. Это построение производим по точкам: берем ряд значений $l_x$, для каждого имеем $d_x$; $c_x$; $v_x$; $t_x$; по $t_x$ находим в табл. 1 коэфициент $\mu_{abs}$, по формуле (220) подсчитываем величину $\frac{cd}{\nu} = Re$ и по формуле (219) находим $\lambda_x$, подсчитав несколько значений, проводим кривую $\lambda$ (фиг. 107). Имея кривую $\lambda = \psi(l)$ строим также по точкам функцию $F(l) = A\frac{\lambda c^2}{2gd}$ фиг. 108. Площадь этой кривой с осью абсцисс и дает работу трения $AL_R$ в определенном масштабе без учета трения в сходящейся части сопла, эту последнюю оценим в 0,5 *кал/кг*. Масштаб для площади кривой $F(l)$ показан на фиг. 108 заштрихованным квадратиком — 0,1 *кал/кг*; строим интегральную кривую, подсчитывая для разных $l$ площади под кривой $F(l)$ на фиг. 108; для $l = 50$ *мм* заштрихованная площадь дает величину $(h_r)_{50}$ в указанном масштабе (заштрихованный квадратик наверху). По точкам получаем кривую $h_r$ в функции от длины сопла. На этой же фиг. 108 построена кривая адиабатических перепадов $H$ (по $C$). Имея кривые $h_r$ и $H$, подсчитываем коэфициент скорости $\varphi$ по формуле

$$\varphi = \sqrt{1 - \frac{h_r + 0{,}5}{H}},$$

где величина 0,5 *кал/кг* дает тепло трения в сходящейся части. Судя по крутому падению кривой $F(l)$, при $l = 0$ эту величину никак нельзя признать малой, скорей даже чрезмерно большой.

В результате теплота трения для всего сопла составит около 12,4 *кал/кг*, или около 7% (от $H = 177$ *кал/кг*), тогда как опыт дает лишь 4%, $\varphi$ — по подсчету 96,3%, по опыту — 98% [1].

Надо сказать, что величина 96,3% более надежная, чем 98%, доказательством чему могут служить опыты Стодола (фиг. 35) и фирмы Броун-Бовери (фиг. 34), где $\varphi$ не повышался свыше примерно 97%.

Разобранное сопло, кроме того, довольно длинное, и поэтому трение должно быть больше. Кроме того, опыты того же исследователя с другими соплами давали большую потерю энергии, так что значение $\varphi = 0{,}98$ можно объяснить какой-либо ошибкой в опыте.

Подсчеты сделаны для пара, а не для газа, в целях сравнения с опытными данными, которых для газовых сопел автор не имел в распоряжении.

*ГЛАВА ДЕВЯТАЯ*

## ПРИМЕРЫ РАСЧЕТА

### 1. Расчет газовой турбины с постоянным давлением сгорания

В турбине, работающей по циклу с постоянным давлением сгорания (цикл Брайтона $p = \text{const}$), определить:

Располагаемую работу $H_p$.

Температуру конца сгорания $T_0^\circ$.

Температуру конца расширения $T_1^\circ$.

Степень регенерации $\sigma$ и к. п. д. газовой турбины $\eta_{tpt}$.

Если даны:

Степень расширения $\delta = \dfrac{p_0}{p_1} = 12$.

Температура начала сгорания смеси (после регенератора) $T_a = 600°$ абс..

Коэфициент избытка воздуха $\alpha = 2$.

Топливо — нефть с химическим составом $C = 86\%$.

$$H_2 = 13\% \text{ и } O_2 = 1\%.$$

Рабочую теплотворную способность принимаем $H_u = 10000$ *кал/кг*.

Температура окружающего воздуха $T_l = 290°$ абс.

Окружающее давление $p_l = 1$ *ата* $= p_1$.

Изотермический к. п. д. компрессора $\eta_{li} = 0{,}67$.

Проведем сравнительный расчет при двух значениях теплоемкости: $c_p = 0{,}24$ *кал/кг* °С и $c_p = 0{,}3$ *кал/кг* °С. Считая последние постоянными, и кроме этого определим требуемые величины, пользуясь *TS*-диаграммой, т. е. с учетом переменной теплоемкости в зависимости от температуры (*TS*-диаграмма для одного моля продуктов сгорания — см. приложение к данной книге) [2].

**а) Расчет для $c_p = 0{,}24$ *кал/кг* °С.** Давление $p_0$, при котором идет сгорание, имеем из заданных условий:

$$\delta = \frac{p_0}{p_l} = 12 \text{ и } p_l = 1 \text{ ата}; \quad p_0 = \delta p_l = 12 \text{ ата}.$$

[1] К этим подсчетам относится оговорка к фиг. 90; при потере энергии в 4% работа трения составит около 4,6%.

[2] Приложено две *TS*-диаграммы: одна по теплоемкостям Шюле, другая — Партингтона и Шиллинга; вторая составлена инж. С. И. Шевяковым.

Для определения температуры конца сгорания $T_0$ предварительно подсчитаем количество тепла, приходящееся на 1 *кг* газа, $\frac{Q_p}{m_g'}$, пользуясь формулой (181) гл. VI, где $l_0$[1] — теоретически необходимое количество воздуха в *кг* для сгорания 1 *кг* топлива. Для нашего состава топлива $l_0 = 14{,}3$ *кг*.

$$Q = \frac{Q_p}{m_g'} = \frac{H_u}{1 + \alpha l_0} = \frac{10\,000}{1 + 2 \cdot 14{,}3} = 338 \text{ } кал/кг \text{ газа}.$$

Применяя формулу (14а) гл. II, найдем температуру $T_0^\circ$

$$Q = \frac{Q_p}{m_g'} = \frac{I_0 - I_a}{m_g'} = c_p\,(T_0 - T_a),$$

отсюда

$$T_0 = \frac{Q_p}{c_p m_g'} + T_a = \frac{338}{0{,}24} + 600 = 1\,408 + 600 = 2\,008^\circ \text{ абс}.$$

Имея температуру $T_0$, найдем работу 1 *кг* газа [по формуле (13) гл. II].

$$AL_p = A\frac{k}{k-1} RT_0 \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right] кал/кг;$$

подсчитаем значения показателя адиабаты расширения $k$, пользуясь уравнениями термодинамики: $c_p - c_v = AR$; $\frac{c_p}{c_v} = k$; из первого находим $c_v$; $c_v = c_p - AR$; $k = \frac{c_p}{c_v} = \frac{c_p}{c_p - AR}$; газовую постоянную $R = 29{,}3$; $A$ — тепловой эквивалент работы $\frac{1}{427}$ *кал/кгм*:

$$k = \frac{0{,}24}{0{,}24 - \frac{29{,}3}{427}} = \frac{0{,}24}{0{,}24 - 0{,}0686} = 1{,}4,$$

следовательно,

$$AL_p{}^2 = \frac{1}{427} \cdot \frac{1{,}4}{0{,}4} \cdot 29{,}3 \cdot 2008\left[1 - \left(\frac{1}{12}\right)^{0{,}286}\right] \approx 245 \text{ } кал/кг \text{ газа}.$$

Температуру конца адиабатического расширения $T_1'$ находим из соотношения для адиабаты:

$$\frac{T_1'}{T_0} = \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}}; \quad T_1' = T_0\left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}} = 2\,008 \cdot 0{,}491 = 985^\circ \text{ абс}.$$

---

[1] Определение величины $l_0$ можно найти в курсе термодинамики Шюле, изд. 1928 г. и в курсах „Двигатели внутреннего сгорания", Брилинг, изд. 1927 г. и Гюльднер изд. 1928 г., а также определение $R$ для продуктов сгорания.

[2] При определении $L_p$ принят коэфициент камеры $\eta_k = 1$.

Коэфициент полезного действия газовой турбины $\eta_{gt}$ определяем из формулы (184) гл. VI.

Необходимо иметь в виду, что все величины ($H_p$, $H_l$, $H_b$, $Q_p$) следует брать или на 1 *кг* газа или на моль ($m_g' = 29$ в нашем случае);

$$H_p = m_g' AL_p = 7\,100 \text{ кал/моль}.$$

Подсчитываем количество воздуха ($L$) и топлива [$B$] для получения одного моля продуктов сгорания [формула (182) гл. VI]:

$$L = \frac{\alpha l_0 m_g'}{1 + \alpha l_0} = \frac{2 \cdot 14{,}3 \cdot 29}{1 + 2 \cdot 14{,}3} = 28 \text{ кг/моль}; \quad B = \frac{m_g'}{1 + \alpha l_0} = 0{,}98 \text{ кг/моль}.$$

Определяем $H_l$ и $H_b$ (см. стр. 153):

$H_l = ALR_l \cdot T_l \cdot \ln \frac{p_c}{p_l} = A \cdot 28 \cdot 2{,}93 \cdot 290 \ln \frac{12{,}2}{1} = 1\,390$ *кал/моль* продуктов сгорания; давление $p_c$ мы приняли на 0,2 *ата* больше $p_0$ за счет сопротивления регенератора.

$H_b = AB \frac{p_c' - p_b}{\gamma_b} = A \cdot 0{,}98 \frac{100 - 1}{900} \cdot 10^4 = 2{,}52$ *кал/моль* продуктов сгорания. $p_c'$ — давление распыливания взято 100 *ата*; для нормальных форсунок бескомпрессорных дизелей это давление составляет 200 — 300 *ата*. Как видим, расход на подачу топлива $H_b$ сравнительно с расходом энергии на воздух совершенно незначительный, практически этой величиной для жидкого топлива можно пренебречь, и в этом случае

$$\eta_{gt} = \frac{H_p \eta_i \eta_м - \frac{H_l}{\eta_{il}}}{Q_p}.$$

Здесь, как видим, неизвестными являются $\eta_i$; механическим к. п. д. $\eta_м$ задаемся, принимая $\eta_м = 0{,}95$; к. п. д. компрессора задан: $\eta_{il} = 0{,}67$; $\eta_u$ определяем из кривой (фиг. 44, пунктирная кривая) в зависимости от отношения $\frac{u}{c_1}$. Для нахождения этого отношения $\frac{u}{c_1}$ задаемся окружной скоростью $u$, принимая ее равной 250 *м/сек*; $c_1$ — подсчитаем, пользуясь формулой

$$c_1 = \varphi \cdot c_1' = 0{,}95 \cdot 91{,}5 \sqrt{\frac{H_p}{m_g}} = 0{,}95 \cdot 91{,}5 \sqrt{245}.$$

Коэфициент скорости $\varphi$ приняли равным 0,95; $\frac{u}{c_1} = \frac{250}{1\,360} = 0{,}1838$.

Для $\frac{u}{c_1} = 0{,}1838$ находим к. п. д. на окружности колеса — $\eta_u = 0{,}61$ для двухступенчатого колеса Кертиса (фиг. 44). Затем для определенной мощности, зная размеры диска и число оборотов, находим потери на трение дисков $N_r$ и внутренний

к. п. д. $\eta_i$; в нашем случае примем его равным $\eta_i = 0{,}61$; таким образом у нас определены все величины для нахождения

$$\eta_{gt} = \frac{7\,100 \cdot 0{,}61 \cdot 0{,}95 - \dfrac{1\,390}{0{,}67}}{338 \cdot 29} = \frac{4\,115 - 2\,075}{9\,800} = 0{,}208;$$

к. п. д. получается около 21% без учета охлаждения рабочих элементов машины. Влияние этого охлаждения в сильной степени зависит от конструктивного выполнения охлаждения.

Для определения степени регенерации $\sigma$ примем, что температура сжатия после турбокомпрессора будет $T_c = 330°$ абс., тогда тепло, полученное воздухом в регенераторе, составит $Q_r = Lc_p(T_a - T_c) = 28 \cdot 0{,}24 \cdot 270 = 1\,815$ *кал/моль* продуктов сгорания, предполагая отсутствие подогрева топлива, что для жидкого топлива является вероятным. Но так как $T_a = 600°$ абс. есть температура смеси воздуха и топлива перед сгоранием, то фактически на нагрев топлива тепло должно быть затрачено, что достигается нагревом воздуха в регенераторе до более высокой температуры, в результате чего смесь будет иметь $T_a = 600°$ абс.

Следовательно, общее количество тепла

$$Q_r = 1\,815 + Bc_b(T_a - T_b) = 1\,815 + 0{,}98 \cdot 0{,}4 \cdot 270 = 1\,921 \quad \textit{кал/моль},$$

принимая теплоемкость нефти $c_b = 0{,}4$ *кал/кг* °С.

Температуру газов перед регенератором найдем из уравнения

$$I_1 = I_0 - H_p \cdot \eta_i = m_g' c_p T_1; \quad T_1 = T_0 - \frac{H_p \eta_i}{m_g' c_p} = 2\,008 - 622 = 1\,386° \text{ абс.},$$

за счет охлаждения лопаток диска и корпуса турбины. Температура $T_1$ будет ниже, чем найденные значения, но учесть это без знания конструкции турбины нельзя; ограничиваясь теоретической величиной, имеем:

$$\sigma = \frac{Q_r}{m_g' c_p (T_1 - T_c)} = \frac{1\,921}{29 \cdot 0{,}24 \cdot 1\,056} = 0{,}262.$$

б) **Расчет для $c_p = 0{,}3$.** Пользуясь тем же методом решения, как и при $c_p = 0{,}24$, определим $H_p$; $T_0$; $T_1$ и $\sigma$. Так как считаем, что коэфициент избытка воздуха $\alpha$ тот же, что и в первом случае, имеем $\dfrac{Q_p}{m_g'} = 338$ *кал/кг*. Из формулы $Q_p = c_p(T_0 - T_a)$ находим

$$T_0 = \frac{Q_p}{c_p m'} + T_a = \frac{338}{0{,}3} + 600 = 1\,127 + 600 = 1\,727° \text{ абс.}$$

Работа 1 *кг* газа, выраженная в калориях, равна

$$A \frac{k}{k-1} RT_0 \left[ 1 - \left( \frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right].$$

Как и в предыдущем расчете, определим $k$:

$$k = \frac{c_p}{c_p - AR} = \frac{0{,}3}{0{,}3 - 0{,}0686} \approx 1{,}3,$$

следовательно,

$$AL_p = \frac{1}{427} \cdot \frac{1{,}3}{0{,}3} \cdot 29{,}3 \cdot 1727 \left[1 - \left(\frac{1}{12}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right] = 224{,}5 \text{ кал/кг},$$

или

$$H_p = m_g' AL_p = 6\,510 \text{ кал/моль}.$$

Температуру конца расширения $T_1'$ находим из соотношения адиабаты:

$$T_1' = T_0 \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}} = 1\,727 \cdot 0{,}564 = 973^\circ \text{ абс.}$$

Для нахождения к. п. д. $\eta_{gt}$ определим $\frac{u}{c_1}$. Окружную скорость, как и в предыдущем случае, принимаем равной 250 *м/сек*; $c_1$ определяем из уравнения

$$c_1 = c_1' \cdot \varphi = 0{,}95 \cdot 91{,}5 \sqrt{224{,}5} \approx 1\,300 \text{ м/сек};$$

$$\frac{u}{c_1} = \frac{250}{1\,300} = 0{,}1923.$$

По $\frac{u}{c_1}$, пользуясь кривой фиг. 44, находим к. п. д. на окружности колеса $\eta_u = 62\%$. Так как в этом расчете также не задана мощность и нет размеров диска, то берем приближенно $\eta_u$, как и в предыдущем случае, равным $\eta_u = 0{,}62$.

Работу компрессора берем из предыдущего расчета, так как условия те же самые, т. е. $H_i = 1\,390$ *кал/моль*.

Итак, можем определить $\eta_{gt}$, как и раньше,

$$\eta_{gt} = \frac{H_p \cdot \eta_i \eta_m - \frac{H_i}{\eta_{it}}}{Q_p} = \frac{6\,510 \cdot 0{,}62 \cdot 0{,}95 - \frac{1\,390}{0{,}67}}{9\,800} = 0{,}18,$$

т. е. примерно на $3\%$ ниже, чем в предыдущем случае, или около $16\%$ увеличения в расходе топлива $\left(\approx \frac{20{,}8}{18} = 1{,}155\right)$.

Степень регенерации найдется аналогично:

$$T_1 = T_0 - \frac{H_p \cdot \eta_t}{m_g' c_p} = 1\,727 - 465 = 1\,262^\circ \text{ абс.}$$

Подогрев воздуха и топлива будет другой, так как изменилась теплоемкость,

$$Q_r = Lc_p (T_a - T_c) = 2\,267 \text{ кал/моль}$$

и

$$Q_r' = 2\,267 + 106 = 2\,373 \text{ кал/моль}.$$

Степень регенерации

$$\sigma = \frac{2\,373}{1\,262 - 330} = 0{,}292.$$

**в) Расчет с помощью *TS*-диаграммы для одного моля продуктов сгорания.** Имея коэфициент избытка воздуха $\alpha$ и подсчитанное ранее теоретически необходимое количество воздуха $l_0$, определим молекулярный вес продуктов сгорания $m_g'$ по уравнению

$$m_g' = M_g m_g + M_l \cdot m_l;$$

определив соответствующие значения $M_g$; $m_g$; $M_l$ и $m_l$ (см. стр. 145), получаем $m_g' = 28{,}95$; имея $m_g'$, найдем количество тепла, приходящееся на один моль продуктов сгорания, $Q_p$:

$$Q_p = m_g' \frac{H_u}{1 + \alpha l_0} = 28{,}95 \frac{10\,000}{1 + 2 \cdot 14{,}3} = 9\,800 \text{ кал/моль}.$$

Зная $Q_p$ и пользуясь *TS*-диаграммой, как указано в гл. VI, определим требуемые величины.

Расчет ведем по кривой $M_l = 0{,}48$, соответствующей $\alpha = 2$ (находим по вспомогательной диаграмме на *TS*-диаграмме). Температуру конца сгорания $T_0$ находим по *TS*-диаграмме (см. приложение по теплоемкостям Шюле).

$$T_0 = t_0 + 273 = 1\,522 + 273 = 1\,795^\circ \text{ абс.}$$

Для определения $T_1'$ берем отрезок $AR \ln \frac{p_0}{p_1}$ и проводим линию, параллельную оси $T$, находим:

$$T_1' = t_1' + 273 = 737 + 273 = 1\,010^\circ \text{ абс.}$$

Имея найденными $T_0$ и $T_1'$, находим $H_p$.

$$I_0 - I_1' = H_p = 12\,250 - 5\,570 = 6\,680 \text{ кал/моль},$$

или, относя к 1 *кг* продуктов сгорания, получим

$$\frac{6\,680}{28{,}95} = 231 \text{ кал/кг}.$$

Для определения $\eta_{gt}$ подсчитаем $\frac{u}{c_1}$, имея $u = 250$ *м/сек* и

$$c_1 = \varphi c_1' = 0{,}95 \cdot 91{,}5 \sqrt{231} = 1\,323 \text{ м/сек};$$

$$\frac{u}{c_1} = \frac{250}{1\,323} = 0{,}189.$$

По кривой фиг. 44 определяем $\eta_u = 61{,}5\%$. Работа компрессора $H_l$ для 1 *кг* моля продуктов сгорания равна, как это было найдено выше, 1 390 *кал/моль*. Определяем к. п. д. газовой турбины:

$$\eta_{gt} = \frac{H_p \cdot \eta_i \eta_m - \frac{H_l}{\eta_l}}{Q_p} = \frac{6\,680 \cdot 0{,}615 \cdot 0{,}95 - \frac{139}{0{,}67}}{9\,800} = 0{,}187.$$

Наконец, определяем степень регенерации $\sigma$.

[illegible], температуру воздуха после компрессора равной 330° абс. Тепло, пошедшее на нагрев одного моля воздуха от 330° абс. до 600° абс., найдем по кривой $U$ для двухатомных газов равным 1 825 *кал/моль*, для 28 *кг* воздуха это тепло

$$1\,825\frac{28}{m_l} = 1\,825\frac{25}{29} = 1\,760 \text{ кал/моль}$$

плюс 106 *кал* на подогрев топлива, итого

$$Q_r' = 1\,866 \text{ кал/моль}.$$

Температуру при входе в регенератор найдем по $\eta_l = \eta_u = 61{,}5$:

$$I_1 - I_1' = (1 - \eta_l) H_p = 0{,}385 \cdot 6\,680 = 2\,570$$

и по кривой $U$:

$$T_1 = 1\,050 + 273 = 1\,323° \text{ абс.};$$

$$\sigma = \frac{1\,866}{I_1 - I_{330}} = \frac{1\,866}{7\,800} = 0{,}24.$$

Сводим все величины в таблицу:

| | $T_0$ абс. | $H_p$ кал/кг | $T_1'$ | $T_1$ | $\eta_{gt}$ | $\sigma$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $c_p = 0{,}24$ | 2 008 | 245 | 985 | 1 386 | 0,208 | 0,262 |
| $c_p = 0{,}3$ | 1 727 | 224 | 973 | 1 262 | 0,18 | 0,292 |
| *TS*-диаграмма | 1 795 | 231 | 1 010 | 1 323 | 0,187 | 0,24 |

Из этой таблицы видно влияние величины теплоемкости. В целом надо признать, что в этом случае влияние не особенно значительное: изменение $c_p$ от 0,24 до 0,3, т. е. на 0,06 вызвало изменение в $\eta_{gt}$ на $\Delta\eta_{gt} = 0{,}028$, или примерно на 16% в расходе тепла.

## 2. Расчет газовой турбины с постоянным объемом сгорания

Определим основные параметры процесса турбины Хольцварта (схема на фиг. 4). Задаемся следующими величинами, причем некоторые из них, вообще говоря, подлежат варьированию:

Коэфициент избытка воздуха $\alpha = 1{,}5$.

Давление окружающей среды $p_l = p_1 = 1$ *ата*.

Давление сжатия в компрессоре $p_c = 3$ *ата*.

Температура воздуха после компрессора $T_a = 325°$ абс.

Температура всасываемого воздуха $T_l = 290°$ абс.

Изотермический к. п. д. компрессора $\eta_{li} = (\eta_{is})_{\max} = 67\%$.

Эффективный относительный к. п. д. паровой турбины $\eta_e = 75\%$.

Топливо — нефть (см. предыдущий пример).

Определить:

Давление конца сгорания $p_0$.

Температуру конца сгорания $T_0$.

Располагаемую работу турбины $L_{v_1k}$.

Работу компрессора $L_{ii}$ и $L_{ii}^{ef}$.

Температуру конца адиабатического расширения $T_1'$.

Температуру перед парообразователем $T_1$.

Температуру после парообразователя $T_e$.

Тепло, отданное газами в парообразователе, $Q_e$.

Коэфициент полезного действия газовой турбины.

Расчет проводим для $c_p = 0{,}24$ и $0{,}3$ и также по $TS$-диаграмме.

а) **Расчет по теплоемкостям.** По составу топлива для $\alpha = 1{,}5$ находим молекулярный вес продуктов сгорания $m_g' = 29$ (с точностью, даваемой счетной линейкой). Так как молекулярный вес воздуха $m_l$ практически так же равен 29, то отношение числа молей после сгорания $n_2$ к числу молей до сгорания $n_1$ будет равно

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{1+\alpha l_0}{m_g'} : \frac{\alpha l_0}{m_l} = \frac{1+\alpha l_0}{\alpha l_0} = \frac{1+1{,}5 \cdot 14{,}3}{1{,}5 \cdot 14{,}3} = 1{,}047.$$

По формуле (176) гл. VI находим соотношение между $Q_p$ и $Q_v$:

$$Q_v = Q_p + 1{,}985\, T_a \left(1 - \frac{n_1}{n_2}\right) = Q_p + 1{,}985 \cdot 325 \left(1 - \frac{1}{1{,}047}\right) = Q_p + 29.$$

Если считать, что $H_u = 10\,000$ *кал/кг* относится к постоянному давлению, то $Q_p = \dfrac{H_u \cdot m_g'}{1+\alpha l_0} = 12\,900$ *кал/моль* продуктов сгорания, а следовательно, $Q_v = 12\,929$, т. е. поправка около $0{,}2\%$, почему обычно и не различают $Q_p$ и $Q_v$.

Показатели адиабаты для $c_p = 0{,}24$ и $c_p = 0{,}3$ определены в первом примере $1{,}4$ и $1{,}3 = k$ (газовая постоянная практически равна const). Находим температуру сгорания $T_0$:

$$\frac{Q_v}{m_g'} = \frac{AR}{k-1}(T_0 - T_a) = c_v (T_0 - T_a) = 445; \quad T_0 = 2\,925^\circ \text{ абс.}$$

Температура получилась очень высокая, что объясняется малым значением теплоемкости, действительная температура будет значительно ниже. Находим давление сгорания $p_0$ (см. стр. 158):

$$p_0 = p_c \frac{T_0}{T_a} \cdot \frac{n_2}{n_1} = 3 \frac{2\,925}{325} \cdot 1{,}047 = 28{,}2 \text{ } ama.$$

Для $c_p = 0{,}3$ ($c_v = 0{,}23$) $T_0$ и $p_0$ будут иметь значения:

$$T_0 = 2\,260^\circ \text{ абс.}, \quad p_0 = 21{,}8 \text{ } ama.$$

Располагаемую работу $L_{v_1k}$ найдем по формуле (28) гл. II:

$$L_{v_1k} = \frac{1}{k-1}(p_0 v_0 - p_1 v_1) - p_1 (v_1 - v_0) = \frac{k}{k-1}(p_0 v_0 - p_1 v_1) -$$

$$- v_0 (p_0 - p_1) = RT_0 \left\{ \frac{k}{k-1} \left[ 1 - \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}} \right] - \left(1 - \frac{p_1}{p_0}\right) \right\}.$$

Для $c_p = 0{,}24$ *кал/кг* °С имеем

$$L_{v_1 k} = 29{,}3 \cdot 2\,925 \left\{ \frac{1{,}4}{0{,}4} \left[ 1 - \left( \frac{1}{28{,}2} \right)^{0{,}286} \right] \cdot \left( 1 - \frac{1}{28{,}2} \right) \right\} = 101\,800 \text{ кгм/кг}.$$

В тепловых единицах располагаемая работа будет

$$AL_{v_1 k} = 238 \text{ кал/кг} \approx 6\,900 \text{ кал/моль}.$$

Для $c_p = 0{,}3$ *кал/кг* °С

$$L_{v_1 k} = 29{,}3 \cdot 2\,260 \left\{ \frac{1{,}3}{0{,}3} \left[ 1 - \left( \frac{1}{21{,}8} \right)^{0{,}23} \right] - \left( 1 - \frac{1}{21{,}8} \right) \right\} = 82\,500 \text{ кгм/кг},$$

или в калориях: 193 *кал/кг* $\approx$ 5 600 *кал/моль*.

Температура конца адиабатического расширения $T_1'$ для $c_p = 0{,}24$:

$$T_1' = T_0 \left( \frac{1}{28{,}2} \right)^{\frac{k-1}{k}} = 2\,925 \left( \frac{1}{28{,}2} \right)^{0{,}286} = 1\,125° \text{ абс.}$$

Для $c_p = 0{,}3$

$$T_1' = T_0 \left( \frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}} = 2\,260 \left( \frac{1}{21{,}8} \right)^{0{,}23} = 1\,110° \text{ абс.}$$

Для определения температуры перед парообразователем $T_1$ надо знать $\eta_{uv}$ и $\eta_i$ — внутренний относительный к. п. д. Порядок определения $\eta_{uv}$ подробно изложен в гл. V и VI. Для первых ориентировочных расчетов можно принимать, что $\eta_{uv}$ в 1,1 раз меньше, чем к. п. д. на окружности колеса $\eta_u$ в турбине $p = \text{const}$ при условии, что $L_p = L_{v_1 k}$, т. е. $\eta_u = 1{,}1\ \eta_{uv}$; величину $\eta_u$ находим по отношению $\frac{u}{c_1}$ по фиг. 44 (необходимо иметь в виду, что фиг. 44 ничего абсолютного не представляет: для другого профиля и других коэфициентов кривая $\eta_u = F\left(\frac{u}{c_1}\right)$ может иметь другой вид — см., например, фиг. 54).

Для $c_p = 0{,}24$

$$c = 91{,}5\,\varphi \sqrt{AL_{v_1 k}} = 91{,}5 \cdot 0{,}95 \sqrt{238} = 1\,340 \text{ м/сек};$$

сделаем расчет для двух значений окружной скорости $u = 250$ *м/сек* и $u = 400$ *м/сек*, тогда получаем два отношения $\frac{u}{c_1} = 0{,}183$ и 0,3; из фиг. 44 находим $\eta_u = 0{,}61$ и 0,7, следовательно, $\eta_{uv} = 55{,}5\%$ (для $u = 250$ *м/сек*) и $\eta_{uv} = 63{,}6\%$ ($u = 400$ *м/сек*).

Для $c_p = 0{,}3$

$$c = 91{,}5 \cdot 0{,}95 \sqrt{193} = 1\,207 \text{ м/сек},$$

$$\frac{u}{c_1} = \frac{250}{1\,207} = 0{,}207;$$

и другое $\frac{u}{c_1} = \frac{400}{1\,207} = 0{,}332$, соответствующие значения $\eta_u = 63$ и $71\%$; $\eta_{uv} = 57{,}2\%$; $\eta_{uv} = 64{,}5$ (для $u = 400$ *м/сек*). В дальнейшем подведем

расчет лишь для скорости $u = 250$ *м/сек*. Для турбин большой мощности можно считать $\eta_i = \eta_{uv}$, так как трение диска влияет незначительно. Определяем повышение теплосодержания

$$I_1 - I_1' = c_p(T_1 - T_1') = (1 - \eta_i) H_{v_1 k}$$

и отсюда находим температуру $T_1$ газов при входе в парообразователь.

Для $c_p = 0{,}24$

$$0{,}24\ (T_1 - 1\,125) = (1 - 0{,}555) \cdot 238;\ T_1 = 1\,566^\circ \text{ абс.}$$

Для $c_p = 0{,}3$

$$0{,}3\ (T_1 - 1\,110) = (1 - 0{,}572) \cdot 193;\ T_1 = 1\,385^\circ \text{ абс.}$$

Вследствие охлаждения лопаток, сопел, диска и корпуса турбины температура фактически будет ниже, оценить это уменьшение можно, лишь зная конструктивное оформление самого охлаждения. Примем, что это охлаждение берет 12 *кал/кг*, таким образом для $c_p = 0{,}24$ температура $T_1$ уменьшается на $\frac{12}{0{,}24} = 50°\text{C}$, а для $c_p = 0{,}3$ — на $\frac{12}{0{,}3} = 40°\text{C}$, и температуры перед парообразователем будут 1 516 и 1 345° абс. соответственно.

Температура после парообразователя $T_e$ находится из условия обеспечения работы воздушного компрессора, хотя более естественно выбрать эту температуру на основании других соображений.

Подсчитываем работу на 1 *кг* продуктов сгорания, затрачиваемую в компрессоре [гл. VII, формула (209)],

$$L_{is}^{ef} = \frac{RT_e}{(\eta_{is})_{\max}} \left(1 - \frac{p_1}{p_e}\right) \ln \frac{p_e}{p_1}.$$

Это величина не зависит от теплоемкостей:

$$L_{is}^{ef} = \frac{29{,}3 \cdot 290}{0{,}67}\, 2{,}3 \left(1 - \frac{1}{3}\right) \lg 3 = 9\,300\ \textit{кгм/кг}\ \text{воздуха},$$

так как для получения 1 *кг* газа требуется $\frac{1}{1{,}047}$ *кг* воздуха, то затраченная работа, отнесенная к 1 *кг* продуктов сгорания,

$$\frac{9\,300}{1{,}047} = 8{,}900\ \textit{кгм/кг} \approx 20{,}8\ \textit{кал/кг}\ \text{продуктов сгорания}.$$

Для одного моля продуктов сгорания эта работа будет равна 605 *кал/моль*.

Эту работу должна дать паровая турбина, расходующая пар из парообразователя.

Задаемся параметрами пара: давление свежего пара 16 *ата*; его температура 350°С; вакуум 0,05 *ат*; температура питательной воды равна 25°С. По *is*-диаграмме для водяного пара находим:

перепад

$$(i_0 - i_1) = 236 \text{ кал/кг}.$$

Определяем количество пара, которое должна расходовать турбина для получения 1 *кг* продуктов сгорания,

$$\frac{AL_{is}^{ef}}{1{,}047\,(i_0 - i_1)\eta_e} = \frac{20{,}8}{236 \cdot 0{,}75} = 0{,}117 \text{ кг пара/кг продуктов сгорания}$$

Для получения этого количества пара требуется отнять в парообразователе от каждого килограмма продуктов сгорания

$$Q_e = (i_0 - t_w) \cdot 0{,}117 \text{ кал} \approx 85 \text{ кал/кг},$$

что понизит температуру газов в парообразователе

для $c_p = 0{,}24$ на 354° и, следовательно, $T_e = 1\,516 - 354 = 1\,162$;

„ $c_p = 0{,}3$ „ 283° „ „ $T_e = 1\,345 - 283 = 1\,062$.

Как видим, температура $T_e$ получилась очень высокая, что говорит о том, что либо $\alpha$ выбрано слишком малым (что является самым вероятным), либо $p_e$ взято слишком низким.

Коэфициент полезного действия газовой турбины для $c_p = 0{,}24$

$$\eta_{gt} = \frac{AL_{ad}\,\eta_{ad}\,m_g'}{Q_e} \cdot \eta_M = \frac{238 \cdot 0{,}555 \cdot 0{,}95}{445} = 0{,}282;$$

для $c_p = 0{,}3$

$$\eta_{gt} = \frac{193 \cdot 0{,}572 \cdot 0{,}95}{445} = 0{,}236.$$

Значения получились довольно высокие, но не надо забывать, что все температуры ($T_1$, $T_e$) очень высоки.

Обращает внимание заметное влияние величины теплоемкости: изменения от $c_p = 0{,}24$ до 0,3 вызывают около 20% изменения в подсчете $\eta_{gt}$, а следовательно, и расхода топлива.

**б) Расчет с помощью *T-s*-диаграммы.** Для решения задачи в *T-s*-диаграмме найдем, каков будет молекулярный вес продуктов сгорания при $\alpha = 1{,}5$.

Пользуясь методом, разобранным в гл. VI, находим объемные доли продуктов сгорания и по ним соответственно молекулярный вес смеси $m_g'$ из уравнения

$$m_g' = M_g \cdot m_g + M_l \cdot m_l.$$

Для $\alpha = 1{,}5$ находим $m_g' = 29{,}0$, т. е., как видим, пользуясь счетной линейкой, почти нет возможности уловить разницу $m_g'$ от $m_l$, и практически надо $m_g$ принимать равным $m_l$ (молекулярный вес воздуха) для жидкого топлива.

дуктов сгорания, $Q_v$:

$$Q_v = m_g' \frac{H_u}{1 + \alpha l_0}.$$

$l_0$ для нашего состава топлива было определено: $l_0 = 14{,}3 кг/кг$; количество продуктов сгорания при $\alpha = 1{,}5$ равно $G = 22{,}45$ *кг/кг*.

$$Q_v = 29 \cdot \frac{10\,000}{1 + 1{,}5 \cdot 14{,}3} = 12\,900 \text{ кал/моль}.$$

Имея $Q_v$ и пользуясь *T-s*-диаграммой, методом, описанным в курсе гл. VI § d, находим по кривой $M_l = 0{,}32$ (соответствующей $\alpha = 1{,}5$) температуру конца сгорания

$$T_0 = 2\,010 + 273 = 2\,283° \text{ абс}.$$

При определении температуры считаем, как и во всех предыдущих расчетах, коэфициент камеры $\eta_z = 1$. Давление конца сгорания $p_0$ найдем из соотношения

$$p_0 = \frac{n_2 p_c}{n_1 T_c} T_0 = 22 \text{ ата}.$$

Имея давление в конце расширения $p = 1$ *ата*, найдем из *T-s*-диаграммы температуру конца расширения $T_1'$ для отношения давлений $\frac{p_0}{p_1} = 22$:

$$T_1' = 900 + 273 = 1\,173° \text{ абс}.$$

Для определения работы турбины $H_{v_i k}$ необходимо вначале найти воображаемую точку $M$, т. е. найти температуру $t_м$ точки $M$ (так как наша диаграмма построена от 0°С) из соотношения

$$T_м = T_0 \frac{p_1}{p_0} = \frac{2\,283}{22{,}08} = 104° \text{ абс.}; \quad t_м = T_м - 273 = 104 - 273 = -169°\text{C}.$$

Подсчитаем работу турбины $H_{v_i k}$ по формуле (188а), данной также в гл. VI, получим

$$H_{v_i k} = 13\,150 - 7\,000 - 1{,}985 \cdot 169 = 6\,150 - 335 = 5\,815 \text{ кал/моль}.$$

Имея $H_{v_i k}$, необходимо найти теплосодержание перед парообразователем $I_1$, для чего надо знать внутренний к. п. д. турбины $\eta_i$; примем, как и для предыдущих примеров,

$$\eta_i = \eta_{iv} = \frac{\eta_u}{1{,}1}.$$

Подсчитаем скорость струи, какую мы получили бы, если

$$H_p = H_{v_i k} = 5\,815 \text{ кал/моль},$$

$$c_1 = 91{,}5 \cdot \varphi \sqrt{\frac{H_p}{m_g'}} = 91{,}5 \cdot \varphi \sqrt{200{,}5} = 1\,232.$$

Для окружной скорости $u = 250$ *м/сек* по фиг. 44 находим $\eta_u = 63\%$ и, следовательно, $\eta_{uv} = 57{,}2$. Повышение теплосодержания будет равно

$$I_1 - I_1' = (1 - \eta_{uv})\, H_{v,k} = 2\,485 \text{ кал/моль},$$

по $T$-$s$-диаграмме находим

$$T_1' = 1\,190 + 273 = 1\,463^\circ \text{ абс.}$$

Принимая ту же потерю на охлаждение около 12 *кал/кг*, или 348 *кал/моль*, получим понижение $T_1$ примерно на 40°С (по $T$-$S$-диаграмме), и температура при входе в парообразователь будет равна 1 423° абс., или 1 150°С. Тепло $Q_e$ было подсчитано раньше, 85 *кал/кг* $\approx 2\,460$ *кал/моль*; температуру $T_e$ находим по $T$-$s$-диаграмме.

$$T_e = 860 + 273 = 1\,133^\circ \text{ абс.}$$

Коэфициент полезного действия турбины $\eta_{gt}$ будет

$$\eta_{gt} = \eta_M \frac{H_{v,k} \cdot \eta_{uv}}{Q_v} = 0{,}95 \frac{5\,815 \cdot 0{,}572}{12\,900} = 0{,}245.$$

Сведем все полученные величины в таблицу:

| $u = 250$ *м/сек* | $H_{v,k}$ *кал/моль* | $p_0$ *ата* | $T_0$ ° абс. | $T_1'$ ° абс. | $T_1$ ° абс. | $T_e$ ° абс. | $\eta_{gt}$ % |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $\varepsilon_p = 0{,}24$ . . . . . | 6 900 | 28,2 | 2 925 | 1 125 | 1 566 | 1 162 | 28,2 |
| $\varepsilon_p = 0{,}3$ . . . . . | 5 600 | 21,8 | 2 260 | 1 110 | 1 385 | 1 062 | 23,6 |
| По $T$-$s$-диаграмме . . | 5 815 | 22 | 2 283 | 1 173 | 1 463 | 1 133 | 24,5 |

### 3. Расчет газовой турбины с постоянным давлением сгорания и с впрыском воды

В турбине, работающей по циклу Брайтона с впрыском воды в процессе сгорания и расширения, определить, пользуясь $T$-$s$-диаграммой:

Располагаемое теплопадение на один моль . . . . $H_p$.
Температуру конца сгорания и смешения . . . . . $T_0$.
Температуру конца адиабатического расширения . . $T_1'$.
Температуру перед регенератором . . . . . $T_1$.
Коэфициент полезного действия газовой турбины . $\eta_{gt}$.
Если даны: давление окружающей среды . . . . $p_l = p_1 = 1$ *ата*.
давление сгорания . . . . . $p_0 = 8$ *ата*.
Температура окружающей среды . . . . . $T_l = 290$.
Температура после регенератора . . . . . $T_a = 600^\circ$ абс.
Коэфициент полезного действия компрессора . . $\eta_l = \eta_{ie} = 0{,}67$.
Коэфициент избытка воздуха для чистых продуктов сгорания без впрыскивания воды . . . $\alpha = 2{,}0$.

Топливо — того же состава, что и в предыдущих примерах.

Количество воды, впрыскиваемой на 1 *кг* топлива, принимаем . . . . . $G_w = 3$ *кг*.

При решении задачи пользуемся методом, изложенным в гл. VI.

Имея заданным количество впрыскиваемой воды $G_w = \frac{3\ кг\ воды}{1\ кг\ нефти}$, определяем молекулярную долю газа $M_g$ и молекулярную долю водяного пара $M_w$ из следующих соотношений:

$$M_g = \frac{G_g}{m'_g} = \frac{m_w}{m_w + qm'_g}; \quad M_w = \frac{G_w}{m_w} = \frac{qm'_g}{m_w + qm'_g}.$$

Для заданного состава топлива, т. е. $C = 86\%$; $H_2 = 13\%$ и $O_2 = 1\%$, имеем теоретически необходимое количество воздуха $l_0 = 14{,}3$ *кг/кг* и $G_g$ при $\alpha = 2$ получим

$$G_g = 1 + \alpha l_0 = 1 + 2 \cdot 14{,}3 = 29{,}6\ кг/кг,$$

следовательно, коэфициент $q$ можем определить:

$$q = \frac{G_w}{G_g} = \frac{3}{29{,}6} = 0{,}1014.$$

Зная молекулярный вес для продуктов сгорания без впрыскивания воды из предыдущего примера, $m'_g = 28{,}95$, и молекулярный вес водяных паров $m_w = 18{,}016$, можем определить молекулярные доли газов и водяных паров:

$$M_g = \ldots = \frac{18{,}016}{18{,}016 + 0{,}1014 \cdot 28{,}95} = \frac{18{,}016}{20{,}951} \approx 0{,}86\ м,$$

$$M_w = \ldots = \frac{0{,}1014 \cdot 28{,}95}{20{,}951} \approx 0{,}14.$$

Зная молекулярный вес продукта сгорания без водяных паров $m'_g$, найдем теплотворную способность топлива, отнесенную к одному молю парогазовой смеси,

$$M_g \cdot Q_p = m'_g \frac{H_u}{1 + \alpha l_0} = 28{,}95 \cdot \frac{10\,000 \cdot 0{,}86}{29{,}6} = 8\,410\ кг/моль.$$

Для определения температуры конца сгорания $T_0$ напишем уравнение теплового баланса

$$I_0 - J = M_g\,[Q_p \eta_z - (I_q - I_{aq})] - G_w (i - i_w).$$

Коэфициент камеры $\eta_z$ принимаем равным единицы; $i_w$ (соответствующая температура $t_w = 35°$) будем иметь 35 *кал/кг*; теплосодержание водяных паров при 500°С из *is*-диаграммы находим равным 830 *кал/кг*; $Q_p$ — тепло, подведенное к одному молю, равно 9780 *кал/кг · моль*.

Имея указанные величины, можем подсчитать количество тепла, идущее на нагрев парогазовой смеси от температуры $T = 500°C$ до температуры конца сгорания $T_0$:

$$I_0 - I = 0{,}86\ [9\,780 - (3\,720 - 2\,550)] - 3\ (830 - 35) = 7\,400 - 2\,385 = 5\,015\ \textit{кал/моль}\ \text{смеси.}$$

Построим в $T$-$s$-диаграмме кривые $p$ и $U$ для парогазовой смеси; откладывая это количество тепла от кривой тепла для парогазовой смеси и проводя прямую $\parallel ART$, как и для чистых продуктов сгорания, найдем температуру конца сгорания $T_0$:

$$T_0 = 1\,088 + 273 = 1\,361°\ \text{абс.};$$

откладывая влево отрезок $AR \ln \frac{p_0}{p}$ от линии $p = \text{const}$, для парогазовой смеси данного состава и проводя вертикаль $S = \text{const}$, найдем температуру конца адиабатического расширения

$$T_1' = 558° + 273 = 831°\ \text{абс.}$$

Располагаемое теплопадение $H_p = I_0 - I_1'$;

$$H_p = 8\,950 - 4\,440 = 4\,510\ \textit{кал/моль}.$$

Приняв окружную скорость $u = 250$ *м/сек*, как и в предыдущих случаях, и найдя $c_1$:

$$c_1 = 91{,}5 \cdot \varphi \sqrt{\frac{H_p}{m_{dg}}};$$

по $\frac{u}{c_1}$ получим $\eta_u$ — к. п. д. на окружности колеса.

Подсчитаем молекулярный вес парогазовой смеси $m_{dg}$:

$$m_{dg} = M_g m_g' + M_w m_w = 0{,}86 \cdot 28{,}95 + 0{,}14 \cdot 18{,}016 = 24{,}9 + 2{,}52 = 27{,}42;$$

$$c_1 = 91{,}5 \cdot \varphi \cdot \sqrt{\frac{4\,510}{27{,}42}} = 1\,117\ \textit{м/сек}\ (\varphi = 0{,}95);$$

$$\frac{u}{c_1} = \frac{250}{1\,117} = 0{,}224.$$

По кривой фиг. 44 для $\frac{u}{c_1} = 0{,}224$ находим к. п. д. на окружности колеса $\eta_u \approx 66\%$, примем $\eta_i = \eta_u = 0{,}66$; $\eta_м = 0{,}95$.

Подсчитаем работу компрессора $H_l$ для одного моля воздуха:

$$H_l = 2{,}303\ ART_1\ m \lg \frac{p_0}{p_1} = 2{,}303 \cdot \frac{848}{427} \cdot 290 \cdot 0{,}903 = 1\,200\ \textit{кал/моль}.$$

Но так как в нашем случае для получения одного моля парогазовой смеси требуется примерно $M_g$ молей воздуха (в данном случае пренебрегаем измерением молей в процессе сгорания ввиду его незначительного влияния).

Следовательно,

$M_g H_l = 0{,}86 \cdot 1\,200 = 1\,030$ *кал/моль* парогазов и к. п. д. турбины получим

$$\eta_{gt} = \frac{4\,510 \cdot 0{,}66 \cdot 0{,}95 - \dfrac{1\,030}{0{,}67}}{0{,}86 \cdot 9\,780} = \frac{2\,830 - 1\,537}{8\,410} \approx 0{,}154.$$

**Политропический процесс в *T-s*-диаграмме.** Для политропического процесса с постоянным показателем $n$

$$pv^n = \text{const}$$

все основные расчеты можно сделать, пользуясь *T-s*-диаграммой с кривой *MN* (см. приложение). Абсциссы кривой *MN* дают значения $AR \ln \frac{T}{273}$, если их измерять влево от вертикали, идущей через точку *N*, масштаб для этой кривой дан внизу слева диаграммы.

Предположим, нам требуется найти температуру в конце сжатия по политроне с $n = 1{,}2$ при $\frac{p_c}{p_a} = 8$ $t_a = 50°$ С. Тогда рассуждаем так:

$\left(\frac{Pc}{Pa}\right)^{\frac{n-1}{n}} = \frac{T_c}{T_a}$ логарифмируя и умножая на $AR$ имеем:

$$\frac{n-1}{n} AR \ln \frac{p_c}{p_a} = AR \ln \frac{T_c}{T_a} = AR \ln \frac{T_c}{273} - AR \ln \frac{T_a}{273}.$$

Разность с правой стороны есть разность двух абсцисс кривой *MN* для температур $T_c$ и $T_a$.

Величина слева берется по масштабу (248 *мм*.) и умножается на $\frac{n-1}{n} = \frac{0{,}2}{1{,}2} = 0{,}1665$ — получаем : $248 \cdot 0{,}1665 = 41{,}3$ *мм*, абсцисса кривой *MN* при $T_a = 273 + 50 = 323$ равна 20 *мм*. (непосредственно по диаграмме), следовательно, абсцисса для $T_c$ должна быть равна $41{,}3 + 20 = 61{,}3$. С помощью обычной линейки имеем температуру, при которой абсцисса кривой *MN* равна 61,3, получаем $T_c = 185°$ С $= 458°$ абс.

Изменение объема проще найти из характеристического уравнения:

$$\frac{v_c}{v_a} = \frac{p_c}{p_a} \cdot \frac{T_a}{T_c} = 8 \cdot \frac{323}{458} = 5{,}65.$$

Здесь следует сделать общее замечание: не следует стремиться все обязательно находить по *T-s*-диаграмме, очень часто на счетной линейке выйдет удобнее и проще.

В данном случае и по масштабам диаграммы получается просто: отрезок 248 *мм* делим на $1{,}2 = n$ и по нему ($= 206$ *мм*) на той же шкале находим отношение $\frac{v_c}{v_a} = 5{,}65$.

Аналогично поступаем, когда дано отношение объемов; но только найденный отрезок $\left(AR\ln\frac{v_c}{v_a}\right)$ надо умножить на $(n-1)$.

## ЛИТЕРАТУРА ПО ГАЗОВЫМ ТУРБИНАМ

1. Маковский, В. М., проф. Опыт исследования турбины внутреннего сгорания с постоянным давлением сгорания. Изд. 1925. Украина.

Книга написана примерно в 1915 году, а вышла только в 1925 г. Имеется довольно подробное описание литературы до 1914 года. Содержание книги представляет целый ряд просчетов газовой турбины на газообразном топливе с постоянным давлением сгорания.

Теоретическая часть относится к построению *T-s*-диаграммы типа Stodola и турбина $p = \text{const}$. Нет анализа взятых к. п. д. турбины и компрессора.

2. Берлявский, Н. Н., инж. „Турбины внутреннего горения". Изд. Морской Акад. Ленинград, 1925 г.

Литографированное издание. Конспект курса, читанного автором в Военно-Морской Академии. Почти дословное изложение работ Stodola и Schüle. Оригинальных моментов не имеет.

3. Переводная статья „Развитие газовых и нефтяных турбин" в журнале „Техника и производство" № 2 1925 г. (см. Iron Age 1924 Nov 20 и 27).

В статье приведены испытания двух турбин Хольцварта, проведенные в 1923 году. Одна турбина на жидком топливе, другая на газообразном. К. п. д. составил около 14,6%. Имеются фотографии турбин.

4. Зотиков, Г. И., инж. „К решению проблемы турбины внутреннего сгорания" В. К. Т. О. № 4, 1933 г.

Интересная работа, показывающая возможности сравнения турбин $v = \text{const}$ и $p = \text{const}$ в пользу $p = \text{const}$. Работа заслуживает внимания.

5. Уваров, В. В. инж. „К расчету газовых турбин". — Известия Теплотехн. Института № 2, 1933 г.

Работа исправляет ошибку проф. Schüle и дает решение вопроса о расчете турбин $v = \text{const}$ с политропическим процессом в камере.

6. Сухачев, Е. В., инж. „Положительное решение проблемы газовой турбины". Николаев. Судостроительный Ин-т 1934 г.

Брошюра на правах рукописи. Разбирается обычная схема турбины $p = \text{const}$ с использованием реактивного облопатывания. Автор приходит к благоприятным результатам, но весь вывод крайне спорный и подсчеты идеализированы.

7. Гиттис, Ю. В., проф. „Вестник металлопромышленности" 1930 год, № 2.

Почти дословное изложение работ проф. Stodola (Die Dampf und Gasturbinen 1924) и проф. Schüle (Techniche Thermodynamik 1923 Bd II) — Компилятивная работа. Можно рекомендовать для лиц, незнакомых с немецким языком.

Имеется довольно подробный список литературы.

8. Шюле, В., проф. Техническая термодинамика, перевод с немецкого под ред. Носова, М. Д. Энергоиздат 1934, том I, книга 2.

§ 64 дает описание схемы турбины Хольцварт-Шюле и приведен просчет, по которому к. п. д. составит до 31%. Схема предложена еще в 1923—1926 году, доложена на международной конференции в Берлине в 1930 году, но до сих пор машина не построена.

1. Stodola prof. Dampf und Gasturbinen VI Aufl. 1924. Berlin.

Паровые и газовые турбины.

Для лиц, занимающихся газовыми турбинами, необходимо детальное знакомство не только с отделом собственно газовых турбин, но и со всей книгой. Подробно разобран цикл предложений Stodola (смешанный цикл), имеется теория *T-s*-диаграммы, ряд просчетов и вопросы теплопередачи в газовых турбинах. Патентный обзор и выполненные конструкции и ряд других вопросов. Объем около 100 стр. сжатого изложения.

2. Schüle, W., prof. Technische Thermodynamik Bd II. 1923. Berlin.

Техническая термодинамика II том.

Имеется специальная глава, посвященная газовым турбинам, главным образом турбине Хольцварта; все изложенные несколько односторонние с уклоном в пользу турбины Хольцварта. В разборе политропического процесса в камере сделана ошибка (см. Уваров).

Для лиц, работающих по газ. турб, — знакомство с этой работой необходимо.

3. Schüle, W. prof. Technische Thermodynamik I Bd. Zweit. Teil. 1930. Berlin.

(См. русский перевод под ред. Носова, М. Д.).

4. Egermann-Schulz „Die Gasturbinen, ihre geschichtliche Entwicklung, Theo- und Bauart" Berlin M. Krayn 1920. II Aufl.

Газовые турбины, их историческое развитие, теория и конструкция.

Книга настойчиво рекомендуется для всех изобретателей; прежде чем обращаться куда-либо с своим изобретением следует посмотреть в эту книгу, т. к. очень возможно, что изобретение окажется уже известным. В книге имеется большой патентный материал и теоретическая часть, несколько устаревшая.

5. Gentsch, W „Untersuchungen über die Gas und Oel-Gleichdruckturbine" Halle W. Knapp 1924.

Испытания над газовыми и нефтяными турбинами постоянного давления.

Небольшая брошюра (124 стр.), в которой собраны испытания ряда фирм, объединенных в специальную комиссию по газовым турбинам.

Испытания относятся к 1905 году и конечно устарели, но некоторые данные представляют интерес, наприм. о коэф. теплопередачи в лопатках.

6. Gentsch, W. Die Arbeit an der Gas und Oelturbine Halle W. Knapp. 1924.

Работа над газовыми и нефтяными турбинами. Брошюра 24 стр., дает описания ряда патентов. Автор—сотрудник патентного бюро, и поэтому все документально подтверждено — указаны №№ всех патентов.

7. Moyer Steam turbines New-Iork 1924.

Паровые турбины.

Имеется глава о газовых турбинах 468—484 стр. Описание опытов Арменго и Лемаля и фото их установки.

Некоторые патентные предложения. Имеется краткая теория турбины $p = \text{const}$ и нет ничего о турбине $v = \text{const}$.

8. Flügel, G., prof. Die Dampfturbinen. Leipzig. 1931.

Паровые турбины.

Имеется глава о паровых турбинах (стр. 302—321). Коротко разбирается процесс $p = \text{const}$, $v = \text{const}$, и турбина с сжатием смеси отработанными продуктами сгорания Baetz) и мокрогазовые (Stauber).

Интересно применение ($i - G$) диаграммы для объяснения процессов.

9. Baetz, K., prof „Ein neues prinzip für Dampf und Gasturbinen" Leipzig. 1920.

Новый принцип для паровых и газовых турбин.

Брошюра 80 стр. Написана с использованием гидродинамики и с математическим уклоном; приведены чертежи выполненной опытной модели и ее фотография. Опыты закончены не были, но первые не были удачны.

10. Holzwarth, H. „Die Gasturbinen" 1911.

Газовая турбина.

Описание работ над турбиной своей системы.

11. Schüle, W., prof. Die Gas und Oelturbine. Elektrotechnische Zeitschr. 1921. Juli 21 und 28.

Газовая и нефтяная турбина.

Описание работ Хольцварта и испытания его двух турбин. К. п. д. на окружности получен в 25% (к топливу). Статья с ярко выраженной симпатией к турбине Хольцварта, все затруднения представляются крайне простыми. Отдается предпочтение взрывному процессу $v = \text{const}$ и приводится диаграмма сравнения $v = \text{const}$ и $p = \text{const}$ в пользу $v = \text{const}$.

12. „The Gasturbinen in Theory and Practice" Engineer 1923. Mag. 4.

Газовая турбина в теории и практике.

Большая статья в нескольких номерах. В основном использована работа Stodda, приведена его *T-s*-диаграмма. Дается сравнение $p = \text{const}$ и $v = \text{const}$ без учета решающего влияния степени регенерации (см. фиг. 95 этой книги. *Вл. У.*). Описание выполненных турбин Хольцварта.

13. Hupburn and Forbes „The internal combastion turbine" Engineer 1922. Sept. 1.

Турбина внутреннего сгорания.

Описан новый принцип турбины $p$-const системы авторов, в который они надеются получить больше 30% к. п. д., в последующих номерах имеется переписка по этой турбине, главным образом, о коэфициенте теплопередачи от газа к стенке при больших скоростях, какой авторы считают порядка 17 000 *кал/м*$^2$° С час., что, конечно, сомнительно.

14. Adloff, K (Berlin) „Die Gasturbine und die Aussichten Zu ihrer Verwirklichung". Die Warme 1931, № 15.

Газовая турбина и перспективы к ее осуществлению.

Обычный разбор $p = \text{const}$; $v = \text{const}$ с использованием дизеля для привода компрессора.

Автор не становится решительно ни на сторону цикла $p = \text{const}$ ни $v = \text{const}$, но соглашается с Шюле, что работа турбины Хольцварта может быть удачна.

15. Holzwarth, H. „Die Entwicklung der Holzwarth Gasturbinen" Seit. 1912. Z. d. V. D. I.

Развитие газовой турбины Хольцварта с 1914 года.

Описание турбины завода Тиссена на 1000 л. с. и ее преимущества сравнительно с предыдущей. Приводится значение к. п. д. на окружности колеса 25% и почти ничего не говорится, как эта цифра получена, сказано только: „Сопротивление холостого хода определялось по опытам сброса нагрузки". При охлаждении воздухом и малой парциальности холостой ход и потери на

вентиляцию — крайне различные вещи. По Stodola эффективный к. п. д. этой турбины составлял 13%.

Кроме всего самокритика у автора отсутствует, т. к. нет ни слова о $p$=const.

16. Kirst Hans. „Thermodynamik eines Gasturbinen — Aggregates". Die Warme 1932. № 36.

Термодинамика газотурбинного агрегата. Автор разбирает многоступенчатое сжатие (5 ступеней) воздуха в компрессоре со впрыском воды. Приведена ($i - x$) диграмма для смеси вод. пар + светильный газ.

Вывод автора: газ турб, не может достигнуть к. п. д. дизеля и еще уступает хорошим паровым турбинам.

17. Stauber, prof. „Die Gasturbine von Stauber". Stahl und Eisen 1925. S. 1937.

Описание турбины Stauber'a. См. также статью Штаубера в книге Festschrift prof. Dr. A. Stodola zum Geburtstay Zürich 1929.

18. Belluzzo, D. Труды Всемирной энергетической конференции в Стокгольме, а также в книге, посвященной 70-летию Стодола 1929 г.

В своем докладе в 1933 г. на конференции Беллуццо отдает предпочтение турбине $p$ = const. главным образом из конструктивных соображений. Он утверждает на основе своих опытов, что при внутреннем водяном охлаждении лопаток можно безопасно работать с температурой газа до 1300° С.

19. Deschamps and Hepburn — Engineer 1923. Dic 14 and 21. Gas. Turbines.

Небольшая, но поучительная дискуссия, в которой первый (Deschamps) требует пересмотра теории газ. турбины и пишет 1-й закон термодинамики в таком виде:

$$dQ = CvdT \times Apdv + \frac{A}{2g} dw^2,$$

в чем поправляет его второй (Hepburn).

20. Internal „Combustion Turbune for Aircraft". Mechanical Engineering. 1934. July, p. 430.

Техническая заметка — реферат на статью Marcel de Coninck в журнале L'Aerophile 1934, № 1, стр. 14—19, которую немного странно читать в 1934 году, т. к. она ничего не дает по газовым турбинам.

21. Langer Gesamtbericht der 2 welt kraftkonferenz. Berlin. 1930. Bd. V. Warmekraftmaschinen.

Доклад о турбине Хольцварт-Шюле и перспективах развития газовых турбин.

Имеется довольно хорошо подобранная картотека в библиотеке Политехнического музея, куда и рекомендуется обращаться.