

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ «САМАРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
АЭРОКОСМИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ АКАДЕМИКА С. П. КОРОЛЁВА
(НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ)» (СГАУ)

И.Б. ДМИТРИЕВА, А.В. КРИВЦОВ

**ТЕОРИЯ И РАСЧЁТ ЛОПАТОЧНЫХ МАШИН
АГРЕГАТОВ РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ**

ТЕКСТ ЛЕКЦИЙ

ЧАСТЬ II

электронный ресурс

Самара 2013

3. ТЕОРИЯ СТУПЕНИ ОСЕВОЙ ТУРБИНЫ

3.1. Схема и принцип действия ступени турбины

См. §1.5.

Особенности рабочего процесса ступени турбины ТНА

1. Мощности турбин невелики по сравнению с авиационными турбинами, поэтому расход рабочего тела через турбину небольшой, что приводит к малым высотам лопаточных венцов ($h_{л} = 5..20\text{мм}$). Малая высота лопаток обуславливает большие величины относительного радиального зазора $\bar{\delta}_r = \frac{\delta_r}{h_{л}}$, $\delta_r \approx 0,5\text{мм}$. Сравните значения относительного радиального зазора для

авиационной лопатки ($h_{л} = 100\text{мм}$, $\bar{\delta}_r = \frac{0,5}{100} \cdot 100\% = 0,5\%$) и лопатки турбины ТНА

($h_{л} = 10\text{мм}$, $\bar{\delta}_r = \frac{0,5}{10} \cdot 100\% = 5\%$).

2. Для уменьшения потерь на утечку в турбинах ТНА стараются выдержать статическое давление на входе в РК незначительно больше давления на выходе из РК, т.е. используются так называемые активные ступени.

§ 3.2. Процесс расширения газа в ступени турбины в $i-s$ координатах

Построим меридиональное сечение ступени турбины. Будем рассматривать течение рабочего тела как одномерную схему.

Запишем для ступени закон сохранения энергии в тепловой форме в абсолютном движении для идеального течения (без потерь, т.н. изоэнтروпический процесс, при этом используется индекс s). Отметим, что $i_{0s}^* = i_0^*$, поскольку оба процесса (изоэнтропический и политропический) начинаются с одного состояния рабочего тела.

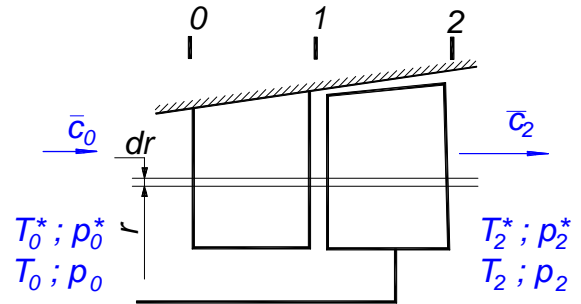


Рис. 3.1.

1 случай. Изоэнтропическая работа газа в ступени, вычисленная по *полным* параметрам за рабочим колесом.

$$L_{s_CT}^* = i_{0s}^* - i_{2s}^* = i_0^* - i_{2s}^* = c_p (T_0^* - T_{2s}^*) =$$

$$\frac{k}{k-1} RT_0^* \left[1 - \left(\frac{T_{2s}^*}{T_0^*} \right) \right] = \frac{k}{k-1} RT_0^* \left[1 - \left(\frac{T_{2s}^*}{T_0^*} \right) \right] =$$

$$\frac{k}{k-1} RT_0^* \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]$$

2 случай. Изоэнтропическая работа газа в ступени, вычисленная по *статическим* параметрам за рабочим колесом.

$$L_{s_CT} = i_0^* - i_{2s} = \frac{k}{k-1} RT_0^* \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]$$

В ступени турбины газ расширяется и тем совершает работу.

Рассмотрим процесс расширения газа в ступени на графике в $i-s$ координатах.

Сначала рассмотрим идеальный процесс, без изменения энтропии.

1. Построим изобары p_0^*, p_0, p_2^*, p_2 .

2. Изобразим на графике идеальный процесс, который идёт без роста энтропии по вертикальной прямой линии $0 \rightarrow 2_s$ через точку 2_s^* . Точка "0" на изобаре " $p = p_0$ " характеризует состояние газа на входе в ступень.

3. Точки 0^* и 0 отстоят друг от друга на кинематическую добавку $\frac{c_0^2}{2}$.

4. В точке 0^* газ имеет энтальпию i_0^* , в точке 2_s - i_{2s} . Их разница и есть располагаемая изэнтропическая работа газа, вычисленная по статическим параметрам за РК $L_{S_CT} = i_0^* - i_{2s}$.

5. Изобара p_{2^*} отстоит от изобары p_2 на величину $\frac{c_2^2}{2}$.

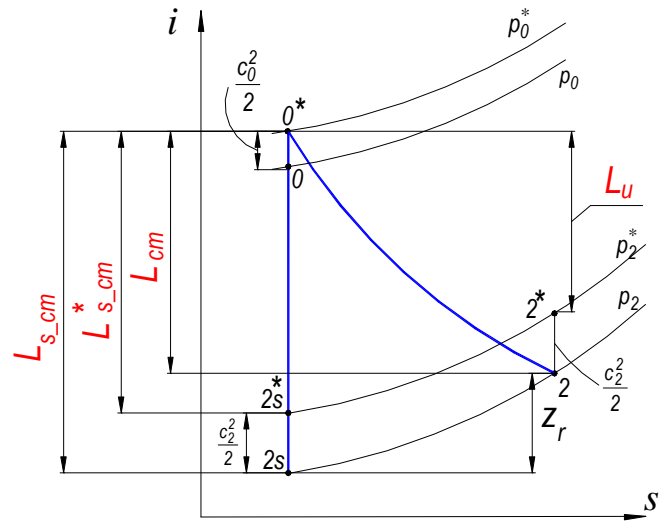


Рис. 3.2.

6. Расстояние $0^* \rightarrow 2s^*$ есть располагаемая изэнтропическая работа, вычисленная по полным параметрам рабочего тела за РК: $L_{S_CT}^* = i_0^* - i_{2s^*}$.

Теперь рассмотрим реальный процесс, который идёт с увеличением энтропии.

7. Линия этого процесса $0^* \rightarrow 2$.

8. L_{CT} - работа политропического расширения, можно указать потери $z_r = L_r - \Delta L_v$

9. $\frac{c_2^2}{2}$ - потери с выходной скоростью. Если их учесть, то перейдём с изобары p_2 на p_{2^*} в точку 2^* .

10. Разница энтальпий между точками 0^* и 2^* - это работа на окружности рабочего колеса.

§ 3.3. Номенклатура работ ступени турбины

Изобразим цепочку удельных работ, присутствующих в ступени турбины, и соответствующих удельных потерь.

$$L_{S_CT} \rightarrow \downarrow \rightarrow L_{CT} \rightarrow \downarrow \rightarrow L_U \rightarrow \downarrow \downarrow \rightarrow L_{CT}^* \rightarrow \downarrow \rightarrow L_e^*$$

$$z_r \qquad \qquad \qquad \Delta L_{ВЫХ} \qquad \qquad \qquad \Delta L_D \quad \Delta L_{УТ} \qquad \qquad \qquad \Delta L_{МЕХ}$$

L_{S_CT} - располагаемая изэнтропическая работа газа, вычисленная по статическим параметрам за РК.

$z_r = L_r - \Delta L_v$ - гидравлические потери, которые частично возмещаются расширением газа за счёт местного нагрева от трения.

L_{CT} - удельная работа политропического расширения рабочего тела в ступени турбины.

$\Delta L_{ВЫХ} = \frac{c_2^2}{2}$ - потери с выходной скоростью.

L_U - удельная работа на окружности рабочего колеса.

ΔL_D - дисковые потери (на трение о диск).

$\Delta L_{УТ}$ - потери на утечки.

- L_{CT}^* - полезная удельная работа расширения газа в ступени ($L_{CT}^* = i_0^* - i_2^*$). Эту работу ещё называют «работой на валу ступени».
- ΔL_{MEX} - механические потери в опорах вала.
- L_e^* - удельная эффективная работа ступени.

Есть ещё одна характеристика ступени турбины – изоэнтروпическая скорость ступени c_{S_CT} . Такой скорости в ступени нет. Для определения величины этой характеристики представим ступень в виде сопла, через которое течёт идеальный газ.

Запишем уравнение сохранения энергии в тепловой форме для ступени турбины (работа не совершается, тепло не подводится):

$$0 = i_{2s}^* - i_0^*; \quad 0 = i_{2s} + \frac{c_{S_CT}^2}{2} - i_0^*, \quad \text{откуда} \quad \frac{c_{S_CT}^2}{2} = i_0^* - i_{2s} = L_{S_CT},$$

т.е. изоэнтропической работе расширения газа. Аналогично $L_{S_CT}^* = \frac{(c_{S_CT}^*)^2}{2}$

Тогда изоэнтропические скорости статическая и полная будут равны соответственно:

$$c_{S_CT} = \sqrt{2 \cdot L_{S_CT}} = \sqrt{\frac{2k}{k-1} RT_0^* \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]} \quad \text{и} \quad c_{S_CT}^* = \sqrt{2 \cdot L_{S_CT}^*} = \sqrt{\frac{2k}{k-1} RT_0^* \left[1 - \left(\frac{p_2^*}{p_0^*} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}$$

3.4. Изменение параметров потока вдоль проточной части ступени турбины

Для анализа изменения температуры запишем уравнения сохранения энергии в тепловой форме в абсолютном движении:

$$L_{CA} = i_0 - i_1 + \frac{c_0^2 - c_1^2}{2} \quad (\text{а})$$

$$L_{CA} = i_0^* - i_1^* \quad (\text{б})$$

$$L_{PK} = i_1 - i_2 + \frac{c_1^2 - c_2^2}{2} \quad (\text{в})$$

$$L_{PK} = i_1^* - i_2^* \quad (\text{г})$$

Учитывая, что $L_{CA}=0$, а $c_1 \gg c_0$, из (а) получим $i_1 < i_0$ т.е. $T_1 < T_0$.

Из (б) имеем равенство температур $T_1^* = T_0^*$.

Из выражений (в) и (г), учитывая, что $L_{PK} \gg 0$, следует, что $T_2 < T_1$ и $T_2^* < T_1^*$

Для анализа изменения давлений запишем уравнения сохранения энергии в механической форме в абсолютном движении:

$$\int_1^0 \frac{dp}{\rho} = L_{CA} + L_{r0-1} + \frac{c_1^2 - c_0^2}{2} \quad (\text{д})$$

$$\frac{p_0 - p_1}{\rho^*} = L_{CA} + L_{r0-1} \quad (\text{е})$$

$$\int_2^1 \frac{dp}{\rho} = L_{PK} + L_{r1-2} + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} \quad (\text{ж})$$

$$\frac{p_1 - p_2}{\rho^*} = L_{PK} + L_{r1-2} \quad (\text{з})$$

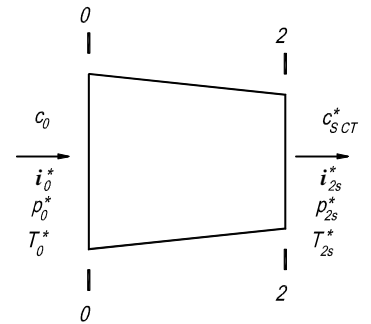


Рис. 3.3

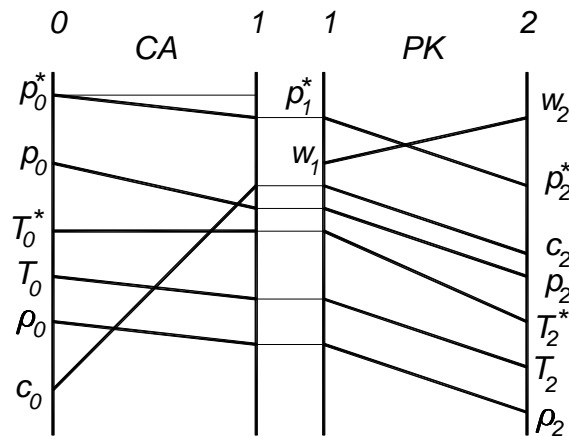


Рис. 3.3а

Выражения (д) – (з) записаны в предположении, что в пределах одного ЛВ плотность не меняется. Это упрощение не соответствует действительной физике процесса, но позволяет качественно оценить характер изменения давления в ступени ОТ.

Учтём, что $L_{CA}=0$, $L_{PK} \gg 0$, $L_{PK} \gg L_{1-2}$. Тогда из (д) и (е) следует, $p_1 < p_0$ и $p^*_1 < p^*_0$. Из (ж) и (з) вытекает $p_2 < p_1$ и $p^*_2 < p^*_1$. Если бы процесс ускорения потока в СА проходил без потерь, то в этом случае наблюдалось равенство давлений p_1 и p_0 . Изменение плотности характеризуется величинами давлений и температур. Изменение абсолютной и относительной скоростей характеризуется физикой процесса в лопаточных венцах ступени ОТ.

Лекция 8 (Т-2)

3.5. Номенклатура КПД ступени турбины

В общем случае под КПД ступени турбины понимают отношение полезной работы, совершаемой газом в турбине, к располагаемой работе рабочего тела. Располагаемая работа ступени:

$$L_{S_CT} = i_0^* - i_{2S} = c_p(T_0^* - T_{2S}) = \frac{k}{k-1} RT_0^* \left[1 - \frac{T_{2S}}{T_0^*} \right]; \quad L_{S_CT} = \frac{k}{k-1} RT_0^* \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_0^*} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]$$

Также можно использовать располагаемую работу, вычисленную по параметрам заторможенного потока на выходе из ступени, равную $L_{S_CT}^* = i_0^* - i_{2S}^*$. Связь между ними выражается формулой $L_S^* = L_S - \frac{c_2^2}{2}$. Понятно, что КПД, вычисленный по L_S^* больше, чем КПД, вычисленный по L_S .

Изобразим все виды удельных работ, присутствующих в ступени турбины, и соответствующих удельных потерь следующим образом:

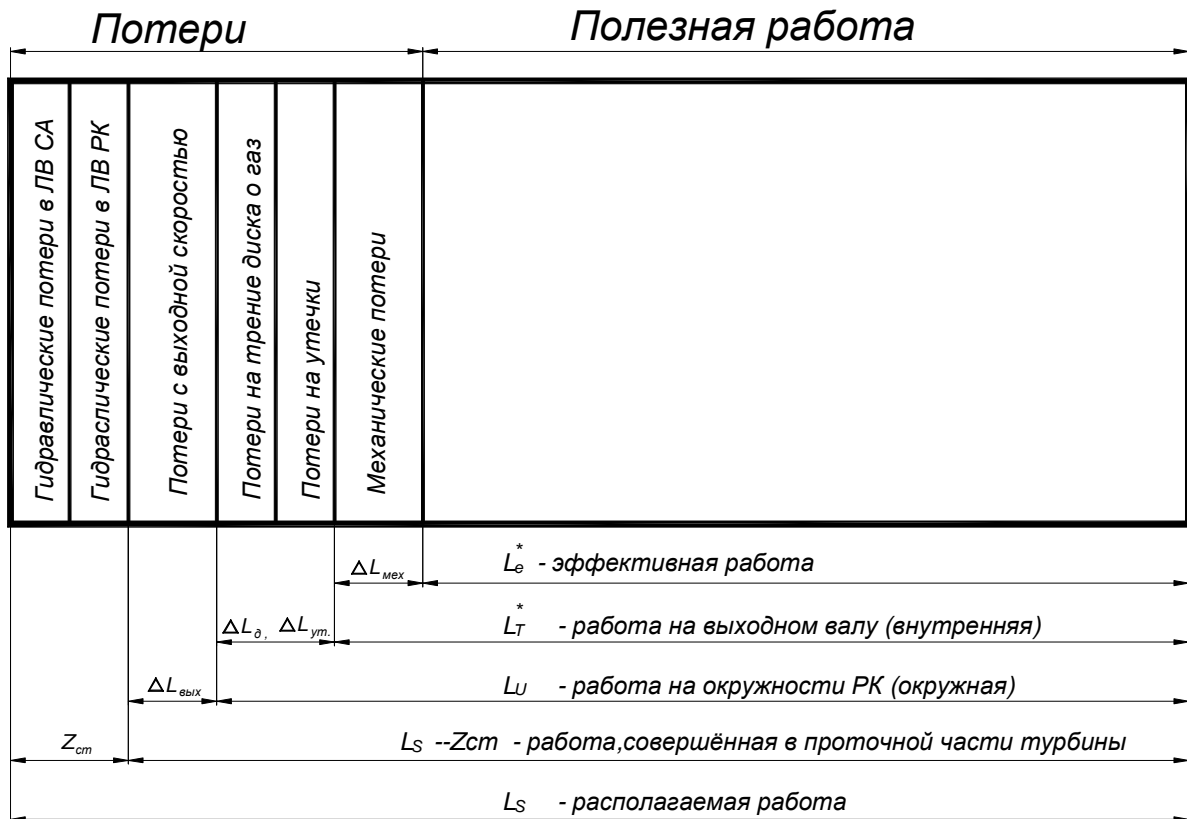


Рис.3.4

1. Работа, совершённая в проточной части ступени турбины, определяется как $L_{S_CT} - z_{CT}$, где $z_{CT} = z_{CA} + z_{PK}$. Её отношение к величине L_S называют **адиабатическим** или **изоинтропным** КПД:
$$\eta_S = \frac{L_{S_CT} - z_{CT}}{L_{S_CT}}.$$
 Он характеризует гидравлическое совершенство проточной части ступени.
2. Окружная работа равна $L_U = L_{S_CT} - (z_{CA} + z_{PK} + \Delta L_{ВЫХ})$. Отношение $\frac{L_U}{L_{S_CT}} = \eta_U$ называют **окружным** КПД.
3. Если из располагаемой работы вычесть все внутренние потери энергии в ступени, то получим внутреннюю работу ступени турбины $L_{CT}^* = L_S - (z_{CA} + z_{PK} + \Delta L_{ВЫХ} + \Delta L_D + \Delta L_{УТ})$. Её отношение к располагаемой работе называют **внутренним** или **мощностным** КПД: $\eta_{CT} = \frac{L_{CT}^*}{L_S}$ (0,75...0,82) Иногда η_{CT} называют просто КПД ступени. Внутренней работе соответствует внутренняя мощность ступени турбины, определяемая соотношением $N_{CT} = G \cdot L_{CT}$.
4. Если при определении полезной работы учесть ещё и механические потери энергии $\Delta L_{МЕХ}$, то получим эффективную работу или работу на выходном валу турбины: $L_e^* = L_S - (z_{CA} + z_{PK} + \Delta L_{ВЫХ} + \Delta L_D + \Delta L_{УТ} + \Delta L_{МЕХ})$. Отношение $\frac{L_e^*}{L_S} = \eta_e$ - **эффективный** КПД. Эффективной работе соответствует эффективная мощность турбины: $N_e = G \cdot L_e^* = G \cdot L_S \cdot \eta_e$.
5. Механические потери в ступени турбины оценивают отношением $\eta_{МЕХ} = \frac{L_e^*}{L_{CT}^*}$, которое называют механическим КПД.

§ 3.6. Основные геометрические параметры ступени турбины

См. по материалам лаб. работы № 1

§ 3.7. Основные кинематические параметры ступени турбины

План скоростей – это объединение двух треугольников скоростей: на входе и выходе РК.

Кинематические параметры,

указываемые на плане скоростей:

- углы входа потока в РК в абсолютном и относительном движении α_1, β_1 ;
- углы выхода потока из РК в абсолютном и относительном движении α_2, β_2 ;

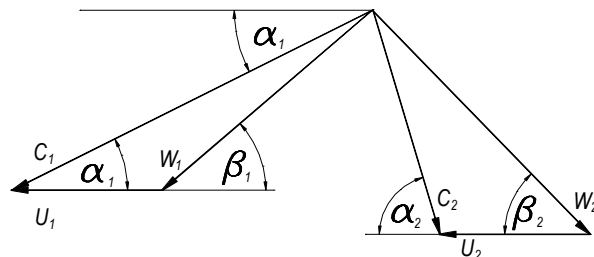


Рис. 3.5

- окружные составляющие скоростей $w_{1U}, w_{2U}, c_{1U}, c_{2U}$;
- осевые составляющие скоростей $w_{1a}, w_{2a}, c_{1a}, c_{2a}$;
- угол разворота потока $\Delta\beta = 180^\circ - (\beta_1 + \beta_2)$;
- закнутка потока $\Delta c_U = c_{1U} - c_{2U}$, $\Delta w_U = w_{2U} - w_{1U}$.

Легко показать, что $\Delta c_U = \Delta w_U$. Из входного треугольника скоростей: $U = c_{1U} - w_{1U}$, из выходного треугольника скоростей $U = w_{2U} - c_{2U}$. Следовательно $U = c_{1U} - w_{1U} = U = w_{2U} - c_{2U}$, откуда $c_{1U} - c_{2U} = w_{2U} - w_{1U}$

Наиболее значимые кинематические параметры ступени турбины

1. Окружная скорость на среднем диаметре $u_{CP} = \omega \cdot \frac{D_{CP}}{2}$. Эта величина нужна для определения работы на окружности РК: $L_U = u_{CP} \cdot \Delta c_U$.
2. Угол потока на выходе из СА α_1 .
3. Угол потока на выходе из РК в абсолютном движении α_2 . Чтобы обеспечить минимальные потери с выходной скоростью (т.е. минимальную скорость на выходе из РК в абсолютном движении c_2) нужно, чтобы $\alpha_2 = 90^\circ$. Обычно стремятся сделать $\alpha_2 = (80^\circ \dots 100^\circ)$.
4. Приведённая скорость $\lambda_{c_2} = \frac{c_2}{a_{KP}}$. Для авиационных турбин $\lambda_{c_2} = 0,45 \dots 0,65$.
5. Параметр нагруженности ступени $y_{CT}^* = \frac{u_{1CP}}{c_{S_CT}}$.
6. Кинематическая степень конфузурности $k_{KOH}^{КИН} = \frac{\sin \beta_1}{\sin \beta_2}$.

3.8. Основные энергетические параметры ступени турбины

1. Степень понижения давления в ступени турбины $\pi_{CT}^* = \frac{p_0^*}{p_2^*}$.

Характеризует максимальный перепад давления на ступени турбины.

2. Различные виды удельных работ (см. п. 3.3)
3. Различные КПД ступени (см. п. 3.5)
4. Степень реактивности ρ_{CT} . Характеризует соотношение работы расширения рабочего тела в РК к работе расширения газа во всей ступени.

Введём сначала понятие изоэнтروпической степени ре-

активности: $\rho_{S_CT} = \frac{L_{S_PK}}{L_{S_CT}}$

Рассмотрим процесс изоэнтропического расширения в $i-s$ координатах.

Для изоэнтропического процесса $L_{S_CT} = L_{S_CA} + L_{S_PK}$.

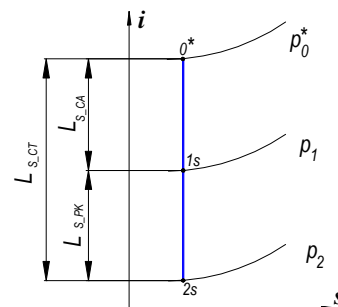


Рис.3.6

$$L_{S_CA} = i_0^* - i_{1S}; \quad L_{S_PK} = i_{1S} - i_{2S}; \quad L_{S_CT} = i_{0S}^* - i_{2S}$$

Тогда изоэнтروпическая степень реактивности равна $\rho_{S_CT} = \frac{i_{1S} - i_{2S}}{i_{0S}^* - i_{2S}}$.

Действительная степень реактивности равна $\rho_{CT} = \frac{i_1 - i_2}{i_0^* - i_2}$.

Разность энтальпий называется теплоперепадом. Таким образом, степень реактивности – это отношение теплоперепада на РК к теплоперепаду на всей ступени. Принято считать, если $\rho_{CT} \leq 0,15$, то ступень активна, если $\rho_{CT} > 0,15$ - реактивна.

Для авиационных турбин ρ_{CT} высока и достигает значений 0,3...0,5. Если повышать перепад давлений на рабочем ЛВ, то возрастёт степень реактивности. В этом случае повысится степень конфузорности межлопаточных каналов РК и снизятся потери на трение в пограничном слое.

К малой степени реактивности прибегают в тех случаях, когда лопатки имеют малую высоту, и опасаются повышенных потерь на утечки через радиальный зазор.

Лекция 9 (Т-3)

3.9. Рабочий процесс в сопловом аппарате

Каналы соплового аппарата являются сужающимися и криволинейными, следовательно, поток рабочего тела в нём разгоняется и разворачивается. При разгоне поток расширяется, его абсолютная скорость увеличивается, а статическое давление уменьшается, что характеризует процесс преобразования потенциальной энергии потока в кинетическую. Повышенная кинетическая энергия потока нужна для того, чтобы совершить механическую работу над лопатками рабочего колеса. Разворот потока в СА нужен для подвода газа к рабочим лопаткам под заданным углом.

Течение газа в межлопаточном канале СА аналогично течению в коническом осесимметричном канале, однако, есть особенности течения:

- поскольку межлопаточные каналы СА криволинейны, следовательно, поток в них будет прижиматься к вогнутой поверхности и отжиматься от выпуклой;
 - на выходе из межлопаточного канала располагается область косога среза, который начинается от горла канала и продолжается до выхода (см. лекцию Т-2). Из-за наличия косога среза происходит расширение струи потока;
 - выходные кромки лопаток СА имеют конечную толщину, что создаёт дополнительные потери.
- Эти особенности надо учитывать при расчёте потока с СА с помощью различных эмпирических коэффициентов, которые корректируют параметры потока, характеризующие изоэнтропическое течение газа.

При движении по межлопаточному каналу часть энергии газа тратится на трение о стенки, вихреобразования и радиальные течения, поэтому действительная скорость истечения газа c_1 меньше изоэнтропической c_{1S} . Энергия, затраченная на трение и вихреобразование, превращается в тепло и вновь передаётся газу, что увеличивает его энтальпию по статическим параметрам на выходе из СА по сравнению с изоэнтропическим процессом расширения.

Рассмотрим процесс расширения газа в межлопаточном канале СА в $i-s$ координатах.

Точка 1 характеризует реальные статические параметры за СА, точка 1* - полные параметры за СА.

Запишем уравнение сохранения энергии для потока идеального газа в СА в тепловой форме.

$$0 = i_{1s}^* - i_0^*; \quad 0 = i_{1s} + \frac{c_{1s}^2}{2} - i_0^*.$$

Отсюда кинетическая энергия идеального газа на выходе из СА $\frac{c_{1s}^2}{2} = i_0^* - i_{1s}$

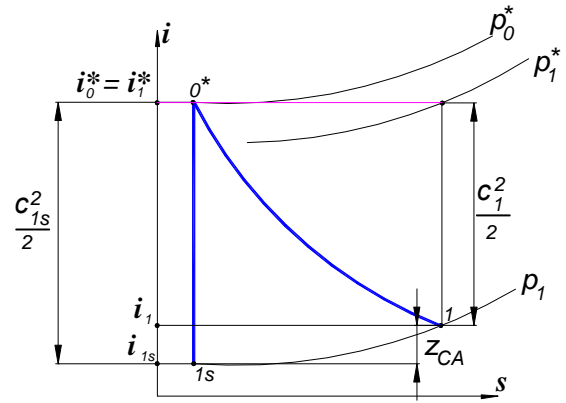


Рис. 3.7

$$c_{1s} = \sqrt{2 \cdot (i_0^* - i_{1s})} = \sqrt{2c_p(T_0^* - T_{1s})} = \sqrt{\frac{2k}{k-1} RT_0^* \left[1 - \frac{T_{1s}}{T_0^*} \right]}; \quad c_{1s} = \sqrt{\frac{2k}{k-1} RT_0^* \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_0^*} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}$$

В реальном процессе есть потери

- на трение в пограничном слое;
- кромочные;
- могут быть потери на отрыв потока при больших углах атаки.

Запишем уравнение сохранения энергии в тепловой форме для реального процесса расширения газа в СА, из него выведем выражение для удельной кинетической энергии потока

$$0 = i_1^* - i_0^*; \quad 0 = i_1 + \frac{c_1^2}{2} - i_0^*; \quad \frac{c_1^2}{2} = i_0^* - i_1 \text{ (указать на диаграмме)}$$

Проанализируем параметры.

1. $c_1 < c_{1s}$. Их соотношение оценивается коэффициентом скорости СА φ

$$\varphi = \frac{c_1}{c_{1s}}. \text{ Обычно } \begin{cases} 0,5...0,90 - \text{агрегатные турбины} \\ 0,97...0,99 - \text{авиационные турбины} \end{cases}. \text{ В агрегатных турбинах потери}$$

больше, т.к. лопатки относительно невысокие, доля потерь на утечки велика.

2. $p_1^* < p_0^*$. В СА из-за гидравлических потерь уменьшается полное давление. Убыль полного давления оценивается коэффициентом восстановления полного давления в СА $\sigma_{CA} = \frac{p_1^*}{p_0^*}$.

3. Коэффициент потерь в СА $\xi_{CA} = \frac{z_{CA}}{\frac{c_{1s}^2}{2}}$, где z_{CA} - гидравлические потери в СА. Из $i-s$ диа-

граммы очевидно, что $z_{CA} = \frac{c_{1s}^2}{2} - \frac{c_1^2}{2}$, тогда $\xi_{CA} = \frac{\frac{c_{1s}^2}{2} - \frac{c_1^2}{2}}{\frac{c_{1s}^2}{2}} = 1 - \varphi^2$.

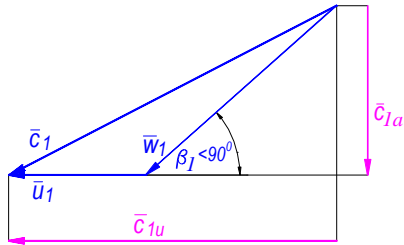
4. КПД СА $\eta_{CA} = \frac{\frac{c_1^2}{2}}{\frac{c_{1s}^2}{2}} = \varphi^2$

3.10. Рабочий процесс в межлопаточных каналах РК

Расширение газа в РК турбины удобно рассматривать в i - s координатах, в относительном движении. Поэтому надо от параметров в абсолютном движении на входе в РК перейти к относительным параметрам.

Для определения относительной скорости рассмотрим треугольник скоростей на входе в РК (возможны 2 варианта).

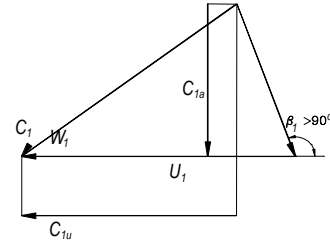
1 случай



$$w_1^{1сл} = \sqrt{(c_{1u} - u_1)^2 + c_{1a}^2}$$

Рис. 3.8

2 случай



$$w_1^{2сл} = \sqrt{(u_1 - c_{1u})^2 + c_{1a}^2}$$

Рис. 3.9

Относительные скорости на входе в РК в обоих случаях равны между собой по модулю.

Определим другие параметры, характеризующие поток рабочего тела на входе в РК в относительном движении.

- Температура потока, заторможенная в относительном движении $T_{1w}^* = T_1 + \frac{w_1^2}{2c_p}$
- Приведённая в относительном движении скорость $\lambda_{w1} = \frac{w_1}{a_{KP-w1}}$; $a_{KP-w1} = \sqrt{\frac{2k}{k+1} RT_{1w}^*}$
- Полная энтальпия, заторможенная в относительном движении $i_{1w}^* = i_1 + \frac{w_1^2}{2}$
- Полное давление, заторможенное в относительном движении $p_{1w}^* = \frac{p_1}{\pi(\lambda_{w1})}$

Изобразим процесс, проходящий в межлопаточных каналах РК, в относительном движении в i - s координатах. Сначала изобразим изобары p_1, p_2 . Идеальный процесс идёт без увеличения энтропии, изобразим его линией $1 \rightarrow 2s$. Точка 1 характеризует статические параметры потока на входе в РК, $2s$ – статические параметры на выходе из РК в идеальном процессе. Нанесём на график значения i_1 и i_{2s} . Отметим, что разница энтальпий i_1 и i_{2s} есть работа расширения газа в изоэнтропическом процессе в РК $L_{S_PK} = i_1 - i_{2s}$. Нанесём на график L_{S_PK} .

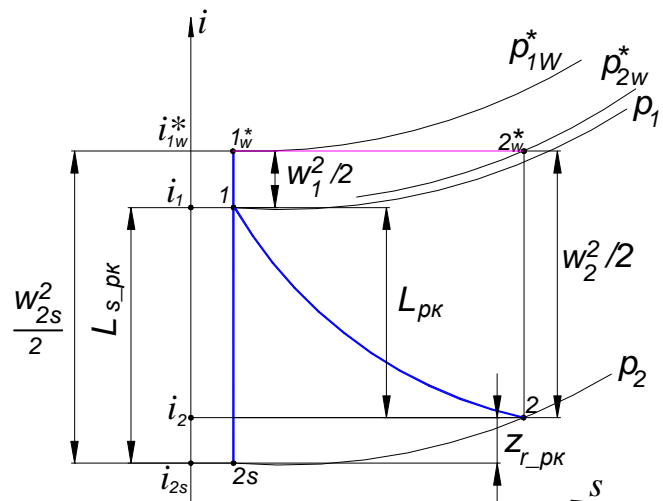


Рис. 3.10

Точка 1_w^* характеризует заторможенные параметры потока на входе в РК в относительном движении. Через неё проходит своя изобара p_{1w}^* , которая отстоит от изобары p_1 на величину $\frac{w_1^2}{2}$.

Запишем уравнение сохранения энергии в тепловой форме в относительном движении для изоэнтропического процесса: $\frac{u_2^2 - u_1^2}{2} = i_{2S} - i_1 + \frac{w_{2S}^2 - w_1^2}{2}$. Отметим, что $\frac{u_2^2 - u_1^2}{2} = 0$ - работа инерционных сил отсутствует, т.к. ступень осевая, окружные скорости на входе в РК и на выходе из него равны. Отсюда $\frac{w_{2S}^2}{2} = \frac{w_1^2}{2} + i_1 - i_{2S} = \frac{w_1^2}{2} + L_{S_ПК}$. Нанесём на график $\frac{w_{2S}^2}{2}$.

Определим изоэнтропическую скорость газа на выходе из РК в относительном движении $w_{2s} = \sqrt{w_1^2 + 2L_{S_ПК}} = \sqrt{w_1^2 + 2 \cdot \rho_{СТ} \cdot L_{S_СТ}}$, где $\rho_{СТ}$ - степень реактивности ступени, $L_{S_СТ}$ - располагаемая изоэнтропическая удельная работа ступени, вычисленная по статическим параметрам за рабочим колесом.

Теперь рассмотрим реальный процесс. Учтём, что есть пограничный слой, есть потери на трение, есть повышение температуры. Процесс изображается линией $1 \rightarrow 2$. Нанесём на график значения i_2 , гидравлические потери в РК $z_{ПК} = L_{r_ПК} - \Delta L_v$, политропическую работу расширения газа в РК $L_{ПК}$, которую определим как разницу энтальпий $L_{ПК} = i_1 - i_2$. Запишем уравнение сохранения энергии в тепловой форме в относительном движении для политропического процесса: $\frac{u_2^2 - u_1^2}{2} = i_2 - i_1 + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2}$. Работа инерционных сил отсутствует: $\frac{u_2^2 - u_1^2}{2} = 0$. Отсюда $\frac{w_2^2}{2} = \frac{w_1^2}{2} + L_{ПК}$. Точка 2_w^* отстоит от точки 2 на величину $\frac{w_2^2}{2}$. Нанесём её на график, проведём через точку 2_w^* изобару p_{2w}^* .

Из чертежа очевидно, что $\frac{w_2^2}{2} < \frac{w_{2S}^2}{2}$, т.е. в реальном процессе $w_2 < w_{2S}$. Соотношение между этими скоростями определяются коэффициентом скорости РК $\psi = \frac{w_2}{w_{2S}}$. Обычно $\psi = 0,985$ для авиационных турбин, $\psi = 0,70 \dots 0,85$ для агрегатных турбин. Как правило $\psi < \phi$.

Потери в РК оценивают коэффициентом потерь в РК $\xi_{ПК} = \frac{z_{ПК}}{w_{2S}^2/2} = \frac{w_{2S}^2/2 - w_2^2/2}{w_{2S}^2/2} = 1 - \psi^2$.

Уровень p_{2w}^* оценивают коэффициентом восстановления полного давления в РК (в относительном

движении): $\sigma_{ПК} = \frac{p_{2w}^*}{p_{1w}^*}$.

3.11. Направление потока за турбинной решёткой.

Направление потока определяется выходными кромками лопаток рассматриваемого ЛВ, но угол выхода потока из ЛВ, как правило, не равен лопаточному углу. Выясним причины этого расхождения. Проведём выкладки для СА, но для РК они будут аналогичны, т.к. и у СА, и у РК каналы криволинейны, сужаются, есть косой срез. Скорость в горле межлопаточного канала c_r , она перпендикулярна сечению $\Gamma - \Gamma$.

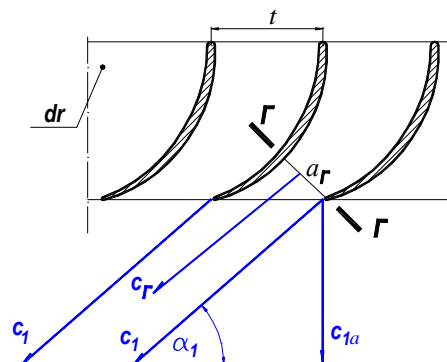


Рис. 3.11

Запишем уравнение неразрывности для потока между сечениями Г – Г и 1 – 1. Примем во внимание, что осевая составляющая абсолютной скорости $c_{1a} = c_1 \cdot \sin \alpha_1$, а произведение $c \cdot \rho$ - плотность тока.

$$G_1 = G_{\Gamma}; \quad t \cdot dr \cdot c_1 \cdot \sin \alpha_1 \cdot \rho_1 = a_{\Gamma} \cdot dr \cdot c_{\Gamma} \cdot \rho_{\Gamma}.$$

$$\text{Отсюда } \sin \alpha_1 = \frac{c_{\Gamma} \cdot \rho_{\Gamma} \cdot a_{\Gamma}}{c_1 \cdot \rho_1 \cdot t}.$$

Отметим, что $\frac{a_{\Gamma}}{t} = \sin \alpha_{1\text{эф}}$, где $\alpha_{1\text{эф}}$ - эффективный угол на выходе из СА. Угол $\alpha_{1\text{эф}}$ имеет тот смысл, что если бы выходные кромки лопаток СА были бесконечно тонкими, то $\alpha_{1\text{л}} = \alpha_{1\text{эф}}$.

Окончательно $\alpha_1 = \arcsin\left(\frac{c_{\Gamma} \cdot \rho_{\Gamma}}{c_1 \cdot \rho_1} \cdot \sin \alpha_{1\text{эф}}\right)$. Угол α_1 очень важен, т.к. он определяет работу, производимую газом в РК.

Проанализируем полученную зависимость.

Во-первых, α_1 зависит от $\alpha_{1\text{эф}}$ прямопропорционально, т.е. чем выше $\alpha_{1\text{эф}}$, тем больше α_1 .

Во-вторых, α_1 зависит от отношения плотностей тока в указанных сечениях. Рассмотрим три возможных случая.

1 случай. Перепад давлений на СА докритический. В этом случае весь поток дозвуковой, в любой точке потока абсолютная скорость меньше критической ($c < a_{\text{кр}}$). Следовательно, при течении газа от сечения 0-0 до сечения Г- Г скорость потока растёт и в горле канала будет наибольшей. Дальше скорость потока уменьшается, т.к. площадь поперечного сечения струи возрастает. При значениях приведённой скорости $\lambda_1 < 0,7$ скорость потока изменяется интенсивнее, чем его плотность, следовательно, изменение плотности тока $\rho \cdot c$ будет определяться изменением скорости. Поскольку в сечении Г- Г скорость самая высокая, то $\frac{c_{\Gamma} \cdot \rho_{\Gamma}}{c_1 \cdot \rho_1} > 1$, следовательно, $\alpha_1 > \alpha_{1\text{эф}}$. Введём $\delta\alpha_1$ - спе-

циальный параметр, который характеризует добавку к α_1 по сравнению с $\alpha_{1\text{эф}}$; угол отклонения потока в косом срезе межлопаточного канала СА. Тогда можно сказать, что $\alpha_1 = \alpha_{1\text{эф}} + \delta\alpha_1$.

2 случай. Пусть перепад давления на СА будет приблизительно критическим. В этом случае в области сечения Г- Г $\lambda_{\Gamma} \approx 1(0,8..1,05)$. Для таких режимов течения интенсивность изменения плотности и скорости приблизительно одинаковы. Поэтому $\frac{c_{\Gamma} \cdot \rho_{\Gamma}}{c_1 \cdot \rho_1} \approx 1$, следовательно, $\alpha_1 \approx \alpha_{1\text{эф}}$.

3 случай. Перепад давления на СА сверхкритический. В этом случае скорость от сечения 0-0 до Г- Г и в горле межлопаточного канала $c_{\Gamma} = a_{\text{кр}}$. Т.к. далее перепад давлений остаётся очень большим, площадь поперечного сечения струи увеличивается, скорость потока возрастает и становится сверхзвуковой. В области сверхзвуковых течений плотность потока меняется интенсивнее, чем скорость, поэтому изменение плотности тока $\rho \cdot c$ определяется изменением плотности газа

$$\frac{c_{\Gamma} \cdot \rho_{\Gamma}}{c_1 \cdot \rho_1} = \frac{c_{\text{кр}} \cdot \rho_{\text{кр}}}{c_1 \cdot \rho_1} > 1, \text{ следовательно, } \alpha_1 > \alpha_{1\text{эф}}, \alpha_1 = \alpha_{1\text{эф}} + \delta\alpha_1.$$

Отношение $\frac{c_{\text{кр}} \cdot \rho_{\text{кр}}}{c_1 \cdot \rho_1} = \frac{1}{q(\lambda_1)}$, где $q(\lambda) = \frac{c \cdot \rho}{c_{\text{кр}} \cdot \rho_{\text{кр}}}$ - приведённый расход, $\rho \cdot c$ - плотность тока в потоке, $c_{\text{кр}} \cdot \rho_{\text{кр}}$ - максимально возможная плотность тока.

$$\alpha_1 = \arcsin \left[\frac{\sin \alpha_{13\phi}}{q(\lambda_1)} \right]$$

Выводы:

- в СА, состоящем из сужающихся межлопаточных каналов, при больших перепадах давлений можно получить сверхзвуковую скорость потока;
- угол отклонения потока в косом срезе межлопаточного канала тем больше, чем больше отличается перепад давлений на СА от критического в ту или иную сторону.

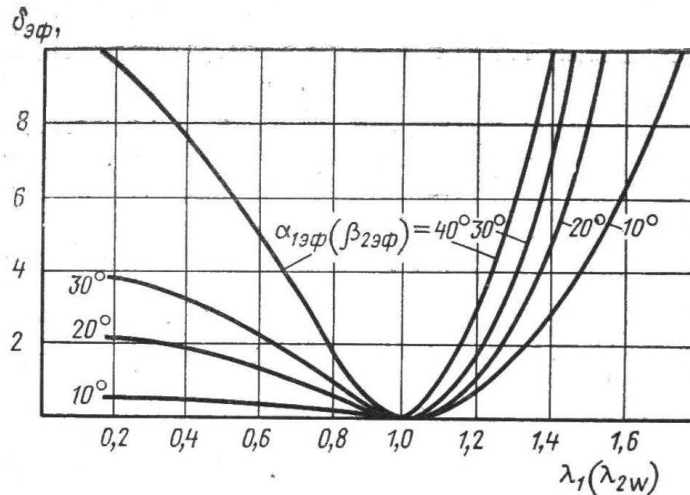


Рис. 3.12. Зависимость угла отставания от приведённой скорости за решёткой (СА и РК) и её эффективного угла.

Лекция 10 (Т-4)

3.12. Влияние параметра нагруженности и степени реактивности на КПД проектируемой элементарной ступени турбины

Рассмотрим, как влияет параметр нагруженности и степень реактивности на мощностной КПД проектируемой элементарной ступени турбины. Проанализируем зависимость мощностного КПД

ступени от параметра нагруженности $\eta_{cm} = f(y_{cm})$ при $\begin{cases} \rho_{cm} = var \\ \pi_{cm} = const \end{cases}$.

Параметр нагруженности

$$y_{CT} = \frac{u_{1_CP}}{c_{S_CT}}, \text{ где } u_{1_CP} = \frac{\pi \cdot D_{1_CP} \cdot n}{60}; \quad c_{S_CT} = \sqrt{2L_{S_CT}} = \sqrt{\frac{2k}{k-1} RT_0^* \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_0^*} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}.$$

$$\text{Учтём, что } \frac{p_2}{p_0^*} = \frac{1}{\pi_{CT}} = const. \quad y_{CT} = \frac{\pi \cdot D_{1_CP} \cdot n}{60 \cdot \sqrt{\frac{2k}{k-1} RT_0^* \left[1 - \left(\frac{1}{\pi_{CT}} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}}.$$

Из формулы следует, что изменять y_{CT} можно только за счёт варьирования оборотов n , следовательно, y_{CT} - режимный параметр. Исследуемый параметр – КПД ступени.

Из цепочки преобразования удельной энергии в ступени турбины следует:

$$L_{S_CT} = L_{CT}^* + z_{CA} + z_{PK} + \Delta L_{yT} + \Delta L_D + \Delta L_{B.C}$$

Пренебрежём потерями утечек и дисковыми ввиду их малости по сравнению с остальными потерями : $\Delta L_{yT} + \Delta L_D \approx 1-1,5\%$

$$L_{S_CT} = L_{CT}^* + z_{CA} + z_{PK} + \Delta L_{B.C}$$

Разделим последнее уравнение почленно на величину L_{S_CT} :

$$1 = \eta_{CT} + \xi_{CA} + \xi_{PK} + \xi_{B.C}, \quad \text{откуда} \quad \boxed{\eta_{CT} = 1 - \xi_{CA} - \xi_{PK} - \xi_{B.C}} \quad (*)$$

Проанализируем зависимость (*); определим, как каждая компонента формулы (*) зависит от параметра нагрузки y_{CT} : $\xi_{CA} = f(y_{cm})_{\langle 1 \rangle}$; $\xi_{PK} = f(y_{cm})_{\langle 2 \rangle}$; $\xi_{B.C} = f(y_{cm})_{\langle 3 \rangle}$.

$$\text{Рассмотрим зависимость } \xi_{CA} = f(y_{CT})_{\langle 1 \rangle}. \quad \xi_{CA} = \frac{z_{CA}}{L_{S_CT}};$$

$$z_{CA} = \frac{c_{1S}^2 - c_1^2}{2} = \frac{c_{1S}^2}{2} (1 - \varphi^2) = L_{S_CA} (1 - \varphi^2) =$$

$$(L_{S_CT} - L_{S_PK}) \cdot (1 - \varphi^2) = L_{S_CT} (1 - \rho_{CT}) (1 - \varphi^2)$$

$$\xi_{CA} = \frac{z_{PK}}{L_{S_CT}}, \quad \text{причём для заданных условий } L_{S_CT} = \text{const}. \quad \text{Тогда } \xi_{CA} = (1 - \rho_{CT}) \cdot (1 - \varphi^2).$$

Степень реактивности зависит от формы лопаток и конфигурации межлопаточных каналов; ρ_{CT} для каждой конкретной формы имеет определённое значение, которое не зависит от оборотов (т.е. от y_{cm}). Следовательно, и ξ_{CA} не зависит от оборотов (и от параметра нагруженности y_{CT}). График зависимости $\xi_{CA} = f(y_{cm})_{\langle 1 \rangle}$ имеет такой вид (рис.Т.13).

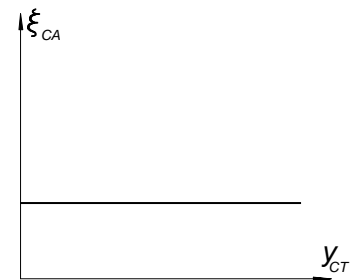


Рис. 3.13

$$\text{Рассмотрим зависимость } \xi_{PK} = f(y_{cm})_{\langle 2 \rangle}. \quad \xi_{PK} = \frac{z_{PK}}{L_{S_cm}}; \quad z_{PK} = \frac{w_{2S}^2}{2} - \frac{w_2^2}{2} = \frac{w_2^2}{2} \left(\frac{1}{\psi^2} - 1 \right);$$

Запишем уравнение сохранения энергии в тепловой форме в относительном движении для РК ступени осевой турбины (идеальный случай): $\frac{u_2^2 - u_1^2}{2} = i_{2S} - i_1 + \frac{w_{2S}^2 - w_1^2}{2}$.

Поскольку ступень осевая, работа инерционных сил отсутствует: $0 = i_{2S} - i_1 + \frac{w_{2S}^2 - w_1^2}{2}$. Отсюда

$$\frac{w_{2S}^2}{2} = \frac{w_1^2}{2} + i_1 - i_{2S} = \frac{w_1^2}{2} + L_{S_PK}; \quad w_{2S} = \sqrt{w_1^2 + L_{S_PK}}. \quad \text{Из формулы для коэффициента скоро-}$$

сти РК :

$$w_2 = \psi \cdot w_{2S} = \psi \cdot \sqrt{w_1^2 + 2L_{S_PK}} = \psi \sqrt{w_1^2 + 2\rho_{CT} \cdot L_{S_CT}}.$$

Учтём, что $L_{S_cm} = const$ из начальных условий эксперимента, а степень реактивности имеет определённое значение. Таким образом, относительная скорость w_2 однозначно определяется значением w_1 при зафиксированном значении ρ_{cm} , причём при росте w_1 увеличивается w_2 ; с уменьшением w_1 уменьшается w_2 .

Необходимо определить, как влияет параметр нагруженности (т.е. как влияют обороты) на относительную скорость на входе в РК. Это можно понять, проследив трансформацию треугольника скоростей с изменением оборотов n на рис. Т.14.

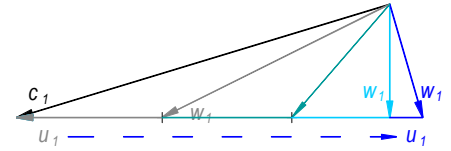


Рис. 3.14

С ростом оборотов относительная скорость сначала уменьшается, а затем начинает возрастать.

Аналогичным образом ведёт себя с увеличением оборотов и относительная скорость на выходе из РК w_2 , и \bar{z}_{PK} . График зависимости $\xi_{PK} = f(y_{CT})_{(2)}$ имеет вид, приведённый на рис. Т.15:

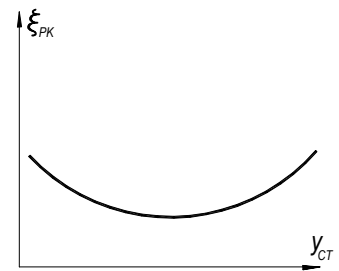


Рис. 3.15

Рассмотрим зависимость $\xi_{B,C} = f(y_{cm})_{(3)}$. Потери с выходной скоростью определяются по формуле $\xi_{B,C} = \left(\frac{c_2^2}{2}\right) / L_{S_CT}$, поэтому $\xi_{B,C}$ однозначно определяется значением c_2 .

Для того, чтобы понять, как изменяется скорость c_2 с изменением оборотов, рассмотрим треугольник скоростей на выходе из РК.

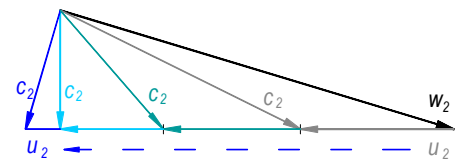


Рис. 3.16

С ростом оборотов абсолютная скорость на выходе из РК сначала уменьшается, а затем начинает возрастать. С точки зрения минимизации потерь наилучшее значение скорости c_2 имеет место при $\alpha_2 \approx 90^\circ$. Тогда $y_{CT} = y_{CT_opt}$. Поток выходит из ступени приблизительно в осевом направлении (вернее α_2 чуть больше 90°).

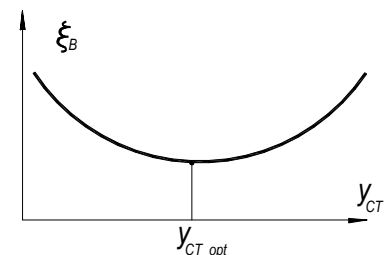


Рис. 3.17

Для того, чтобы получить суммарный график $\eta_{cm} = f(y_{cm})$, необходимо в соответствии с формулой $\eta_{CT} = 1 - \xi_{CA} - \xi_{PK} - \xi_{B.C}$ из графика, параллельного оси абсцисс и отсекающего по оси ординат значение 1, вычесть последовательно графики зависимостей $\xi_{CA} = f(y_{cm})_{(1)}$, $\xi_{PK} = f(y_{cm})_{(2)}$, $\xi_{B.C} = f(y_{cm})_{(3)}$. Серым цветом на графике изображена вспомогательная кривая, изображающая график потерь.

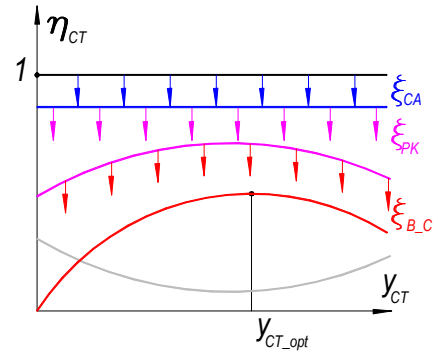


Рис. 3.18

Рассмотрим, как влияет степень реактивности на вид зависимости $\eta_{cm} = f(y_{cm})$,

Изобразим план скоростей, например, для двух значений степени реактивности – 0,2 (сплошными линиями) и 0,4 (пунктирными линиями). Примем условие, что работа расширения газа в обеих ступенях одинакова.

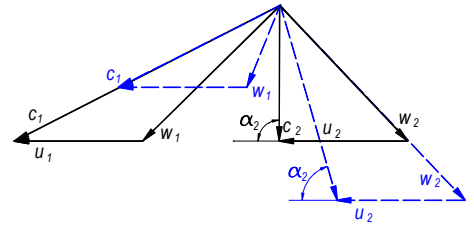


Рис. 3.19

С увеличением ρ_{CT} до 0,4 увеличивается перепад давлений на РК, а на СА уменьшается. Поэтому абсолютная скорость на выходе из СА становится меньше, а относительная скорость на выходе из РК возрастает. Угол α_2 уменьшился. Чтобы его увеличить, надо увеличить окружную скорость (повысить обороты). Оптимальное значение КПД сместится вправо. Характеристика примет вид, изображённый пунктирной линией.

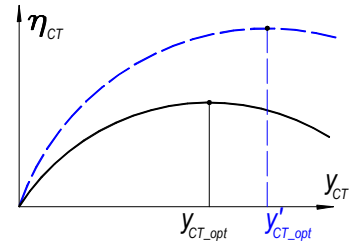


Рис. 3.20

Лекция 11 (Т-5)

3.13. Потери в ступени турбины

Потери в ступени турбины делятся на две группы: внутриканальные и дополнительные. Внутриканальные в свою очередь делятся на профильные и концевые.

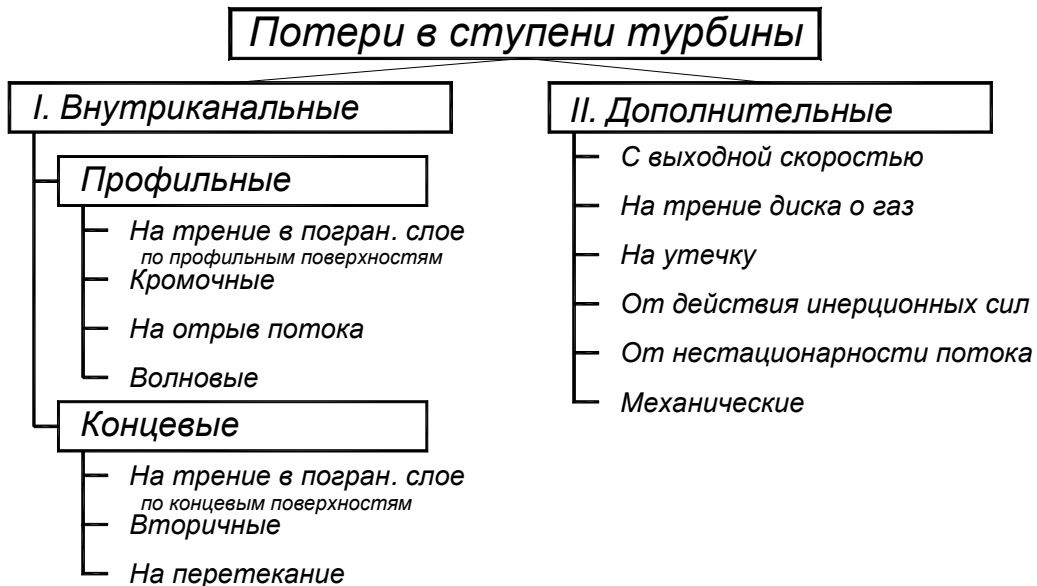


Рис. 3.21

Величина **профильных потерь** зависит главным образом от формы профиля лопаток. Эти потери аналогичны соответствующим профильным потерям, возникающим в межлопаточных каналах компрессоров: потери на трение в пограничном слое по профильным поверхностям (спинке и корытцу), кромочные потери (от закромочного следа), потери на отрыв потока при больших положительных и отрицательных углах атаки и резких изменениях кривизны спинки.

Волновые потери могут возникать при больших значениях степени понижения давления в СА и РК, т.к. при этом возможны зоны со сверхзвуковыми скоростями течения рабочего тела. Переход к дозвуковой скорости осуществляется в скачках уплотнения. Их появление вызывает волновые потери. Основной фактор потерь при этом – взаимодействие скачков уплотнения с пограничным слоем, вызывающие отрыв последнего. Экспериментальные исследования показали, что значительная часть межлопаточных каналов сверхзвуковых турбин занята зоной отрыва. Сверхзвуковые зоны течения в межлопаточных каналах могут возникать и тогда, когда скорости потока на входе и выходе решётки дозвуковые. Возникают они на спинке профиля в зонах наименьшего давления. Появлению таких зон способствует увеличение кривизны спинки и увеличения шага решётки.

Концевые потери.

Потери на трение в пограничном слое по концевым поверхностям в общем балансе сил незначительны и заметны лишь в каналах малой высоты.

Вторичные потери существенно влияют на КПД ступени турбины. Они возникают из-за разности давлений на корытце и спинке лопаток. На протяжении всей ступени, от входа в СА и до выхода из РК, разность давлений заставляет газ пограничного слоя перетекать от корытца к спинке. Складываясь с основным потоком, эти течения образуют два противоположно направленных вихревых шнура – парный вихрь. Потери от парного вихря тем больше, чем больше разность давлений между корытцем и спинкой, чем толще пограничный слой. С уменьшением высоты лопаток относительная масса потока, участвующая во вторичных течениях, увеличивается, и вторичные потери возрастают. Особенно велики эти потери, когда парные вихри смыкаются.

Потери на перетекание. Перетекание некоторой части газа из одного межлопаточного канала рабочего венца в другой связано с наличием радиального зазора между торцом пера лопаток и корпусом и наличием перепада давлений корытце/спинка. Часть газа по корытцу лопатки идёт на создание вихревого шнура парного вихря. Другая часть через зазор перетекает в соседний канал, где поток сворачивается в вихревую плёнку, уносимую основным потоком.

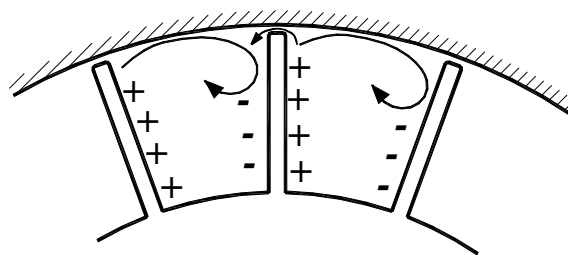


Рис. 3.22

Этот вихревой след не перемешивается с парным вихрем, а лишь оттесняет его от спинки лопатки, т.к. они направлены противоположно. Потери на перетекание полностью устраняются постановкой бандажа.

Дополнительные потери.

Потери с выходной скоростью. Рабочее тело покидает ступень турбины с абсолютной скоростью c_2 . Неиспользованную в данной ступени удельную кинетическую энергию $c_2^2/2$ называют потерями с выходной скоростью $\Delta L_{\text{ВЫХ}}(z_{\text{ВЫХ}}) = c_2^2/2$. Эти потери неизбежны, т.к. рабочее тело должно выйти из ступени турбины. Уменьшение c_2 повышает энергетическую эффективность сту-

пени турбины. Минимальное значение c_2 при прочих равных условиях обеспечивается углом $\alpha_2 = 90^\circ$

Потери на трение диска о газ включают в себя два фактора.

Во-первых, на поверхности диска рабочего колеса при вращении образуется пограничный слой.

Во-вторых, частицы газа пограничного слоя приобретают вращательное движение и отбрасываются к периферии, на их место поступают новые частицы. В результате между вращающимся диском и статором возникают циркуляционные течения. Такие потери растут с увеличением диаметра диска, оборотов, плотности рабочего тела.

Потери от действия центробежных сил. Во вращающихся ЛВ и в осевых зазорах возникают радиальные течения, на которые затрачивается часть энергии рабочего тела. Профилирование лопаток по высоте позволяет снизить интенсивность радиальных течений и, следовательно, уменьшить потери.

Потери на утечку связаны с перетеканием рабочего тела через радиальный зазор δ_r . Т.о. часть рабочего тела не попадает на лопатки РК и не совершает работы. Величина утечек тем больше, чем больше разность $(p_1 - p_2)$ и чем больше относительная величина зазора $\bar{\delta}_r = \frac{\delta_r}{h_2}$.

Потери от нестационарности обтекания. На выходе из ЛВ поток имеет неравномерное поле скоростей. Рабочие лопатки, вращаясь, попадают то в ядро потока, то в область закомочного следа. Таким образом, поток набегает на лопатки РК с переменным углом атаки, что сопровождается потерей энергии. Уменьшить неравномерность потока можно за счёт увеличения осевого зазора между СА и РК, однако значительное его увеличение влечёт возрастание габаритов, массы.

3.14. Влияние режимных параметров на потери в турбинной решётке

Потери оцениваются коэффициентом потерь ξ . Определим, как зависит ξ от режимных параметров. Рассмотрим следующие режимные параметры: угол атаки $i = \beta_{1л} - \beta_1$; приведённая скорость $\lambda_{тS}(\lambda_{с_{1S}}, \lambda_{w_{1S}})$; число Рейнольдса Re .

1 зависимость, коэффициент потерь как функция угла атаки $\xi = f(i)$. При нулевом угле атаки обеспечивается наилучшее обтекание лопаток, потери минимальны. Когда появляется угол атаки, положительный или отрицательный, то потери возрастают. График не симметричен.

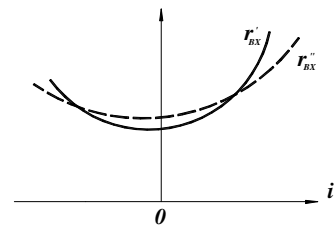


Рис. 3.23

Если угол атаки положителен и возрастает, то β_1 уменьшается. Степень кинематической конфузурности $k_{КОН}^{КИН} = \frac{\sin \beta_1}{\sin \beta_2}$ в этом случае убывает. Правая

ветвь графика $i - \xi$ более круто уходит вверх, что обусловлено уменьшением степени конфузурности. Если угол атаки отрицателен и уменьшается (т.е. возрастает по модулю),

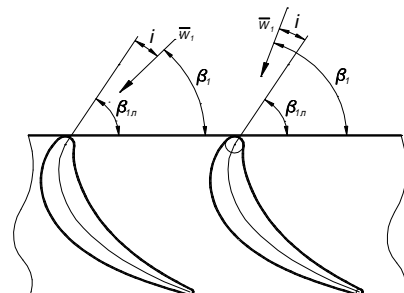


Рис. 3.24

следовательно, угол β_1 возрастает. В этом случае степень кинематической конфузурности $k_{\text{КОН}}^{\text{КИН}}$ увеличивается. Левая ветвь графика более пологая, чем правая. Величина радиуса входной кромки также влияет на вид графика $\xi = f(i)$. С ростом радиуса входной кромки профиль становится более устойчивым к изменениям угла атаки ($r_{\text{ВХ}}'' > r_{\text{ВХ}}'$).

2 зависимость, коэффициент потерь как функция приведённой скорости $\xi = f(\lambda_{1S})$. Приведённая скорость зависит от перепада давлений на решётке профилей. В области $\lambda_{1S} < \lambda_{1S_КР}$ по мере уменьшения λ_{1S} потери возрастают из-за увеличения толщины пограничного слоя. В области $\lambda_{1S} > \lambda_{1S_КР}$ появляются и увеличиваются волновые потери.

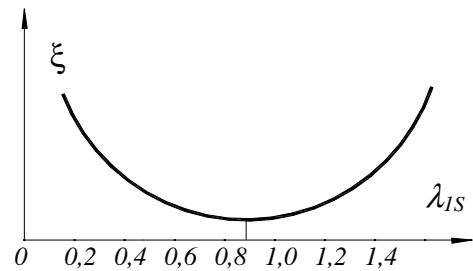


Рис. 3.25

График зависимости $\xi = f(\lambda_{1S})$ имеет явный минимум в области критических приведённых скоростей.

3 зависимость, коэффициент потерь как функция числа Рейнольдса $\xi = f(Re)$. Число Рейнольдса равно $Re = \frac{b \cdot c_{1S}}{v_{1S}}$, где b – хорда, v_{1S} – кинематическая вязкость газа, определяемая по статической

температуре потока на выходе из турбинной решётки.

Число Re определяет отношение сил инерции к силам вязкости. Критическое значение $Re_{\text{КР}} = (0,5..1) \cdot 10^6$. При $Re > Re_{\text{КР}}$ влияние сил трения на потери энергии при течении рабочего тела в каналах практически отсутствует. При $Re < Re_{\text{КР}}$ силы вязкости становятся велики и начинают влиять на потери, увеличивая их.

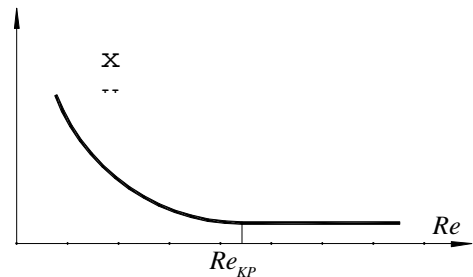


Рис. 3.26

Лекция 12 (Т-6)

3.15. Характеристики турбины

3.15.1. Общие условия подобию рабочих процессов в ЛМ

Многие процессы в турбинах не поддаются теоретическому расчёту. В этом случае экспериментальные исследования надо обобщить так, чтобы их можно было использовать при создании других турбин.

Результаты эксперимента на одной турбине могут быть перенесены на другие при соблюдении условий подобия. Использование подобия позволяет проводить испытания на модельных ЛМ и на модельных рабочих телах и использовать результаты исследования для натуральных ЛМ. Это значительно сокращает энергетические затраты и позволяет отказаться от дорогостоящего оборудования или испытаний на агрессивных жидкостях.

В гидродинамике доказывается, что режимы течения жидкости подобны, если выполняются условия геометрического, кинематического и динамического подобия.

Геометрическое подобие.

ЛМ будут геометрически подобны, если в сходственных характерных сечениях отношение однотипных параметров будет постоянным, а сходственные углы будут равны между собой.

Рассмотрим решётки профилей двух турбин,
натурной

и

модельной.

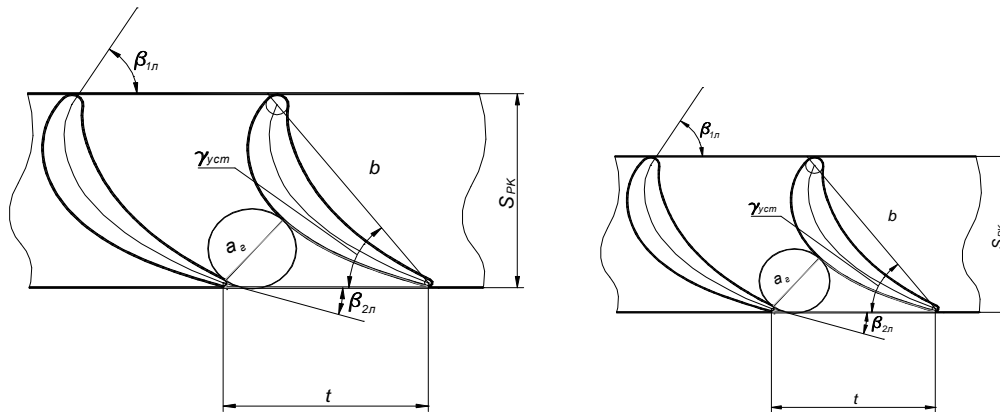
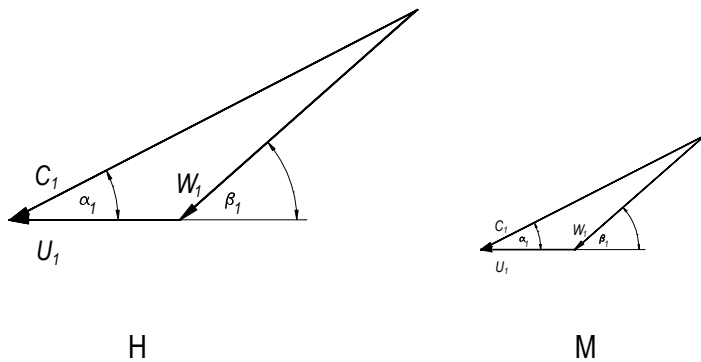


Рис. 3.27

Эти решётки геометрически подобны, если $\frac{t_H}{t_M} = \frac{b_H}{b_M} = \dots$, $\beta_{1л} = \beta_{1л.М}$; $\beta_{2л} = \beta_{2л.М}$.

Кинематическое подобие.

ЛМ будут кинематически подобны, если в сходственных характерных сечениях подобны поля скоростей. Для сечений на входе и выходе РК кинематическое подобие означает подобие треугольников скоростей.



$$\beta_1 = \beta_{1М}; \frac{u_1}{u_{1М}} = \frac{c_1}{c_{1М}} = \frac{w_1}{w_{1М}} = const$$

Рис. 3.28

Общая запись критерия кинематического подобия $\frac{u}{c} = const$ или $\frac{c}{u} = const$

Динамическое подобие.

ЛМ будут динамически подобны, если в сходственных характерных сечениях подобны поля сил, действующих в потоке. Из МЖГ известно: если пренебречь теплообменом и не учитывать силу тяжести, действующей на рабочее тело, то динамическое подобие имеет место при равенстве безразмерных комплексов (КРИТЕРИЕВ ПОДОБИЯ):

- числа Струхала $St = \frac{c \cdot \tau}{l}$, где c – скорость потока, τ - время; l - характерный размер;
- числа Эйлера $Eu = \frac{p}{\rho \cdot c^2}$,
- числа Рейнольдса $Re = \frac{l \cdot c}{\nu}$, ν - кинематическая вязкость жидкости.

При установившемся режиме *критерий Струхала* не влияет на условия подобия насосов. Поскольку мы рассматриваем только стационарные течения, этот критерий мы исключим из рассмотрения.

Число Рейнольдса определяет отношение сил инерции к силам вязкости (силам трения). При $Re > 10^5 \dots 10^6$ влияние сил трения на потери энергии при течении рабочего тела в каналах практически отсутствует, т.е. турбины работают в области независимости (автомодельности) по числу Рейнольдса.

Число Эйлера зависит от числа Маха.

$$Eu = \frac{p}{\rho \cdot c^2} = \frac{k \cdot p}{k \cdot \rho \cdot c^2}; \left(\text{Учтём, что } \frac{p}{\rho} = RT \right) \text{ Тогда } Eu = \frac{kRT}{k \cdot c^2} = \frac{a^2}{k \cdot c^2} = \frac{1}{kM^2}$$

Таким образом, для турбин, работающих на одном и том же рабочем теле, критерием динамического подобия является число Маха. Приведённая скорость, поскольку она однозначно связана с числом Маха, также может служить критерием подобия, как и другие газодинамические функции.

Если выполняются условия равенства чисел Маха для скоростей c_1 и u , то условие кинематического подобия выполняется автоматически.

3.15.2. Понятие характеристики турбины

Обычно рассматривают две группы параметров:

- параметры, характеризующие режим работы турбины;
- параметры, характеризующие эффективность работы турбины.

Первая группа - это режимные параметры, изменяя которые можно менять режим работы турбины. К ним относятся:

- частота вращения n ; её изменение осуществляется нагрузкой или разгрузкой выходного вала;
- статическое давление на выходе из турбины p_T ;
- полное давление на входе в турбину p_T^* ;
- полная температура на входе в турбину T_T^* .

Ко второй группе параметров относятся:

- мощность турбины N_T ;
- удельная работа на выходном валу турбины L_T^* ;
- КПД турбины η_T, η_T^* ;
- расход рабочего тела через турбину G_T .

Характеристикой турбины называется зависимость любого параметра из 2-й группы от любого параметра из 1-й группы. Получается много характеристик, например,

$$N_T = f(n)npu \begin{cases} p_T^* = const \\ T_T^* = const \\ p_T = const \end{cases}$$

Такие характеристики называются характеристиками в нормальном (размерном) виде. Их достоинство – наглядность, недостаток – необходимость иметь большое число кривых для оценки работы турбины. Также по ним трудно сравнивать различные режимы работы турбины.

Кроме нормальных характеристик существуют универсальные, безразмерные характеристики. Достоинством универсальных характеристик является возможность оценивать всё многообразие режимов работы турбины двумя безразмерными параметрами. В частности, для оценки работы турбины часто используется зависимость $\eta_{CT} = f\left(\frac{u}{c_{S_CT}}\right)$.

С помощью теории подобия от нормальных характеристик турбин можно перейти к универсальным.

Рассмотрим, что представляют собой критерии, характеризующие подобие турбин. Слева в них должны быть безразмерные параметры, характеризующие эффективность работы турбины, такие, как $\eta_T, \frac{L_{CT}^*}{U_{1_CP}^2}, \dots$, а справа под знаком функции – параметры геометрического, кинематического и динамического подобия.

$$\text{Параметр_эффективности_работы} = f\left(\chi; \frac{u}{c}; St, Eu, Re\right)$$

Здесь χ – отношение геометрических параметров в характерных сечениях;

$\frac{u}{c}$ - критерий кинематического подобия;

(St, Eu, Re) - критерии динамического подобия.

3.15.3. КПД – характеристика ступени турбины

Очень часто для оценки работы турбины используют зависимость $\eta_{CT} = f(y_{CT})$ при $\pi_{CT} = const$. Ранее уже была рассмотрена теоретическая зависимость $\eta(y_{CT})$ для проектируемой ступени турбины, т.е. для турбины, которой ещё нет, и для неё можно менять профиль турбины, всё время оставляя $\beta_{1л} = \beta_1$. В реальной турбине, уже изготовленной, угол $\beta_{1л}$ равен конкретному единственному значению. Поэтому характеристика реальной турбины не будет полностью совпадать с исследованной ранее.

Рассмотрим 3 случая.

1 случай. $y_{CT} = y_{CT_opt}$. При этом $\beta_1 = \beta_{1_расч} = \beta_{1_л}$. Этот режим соответствует единственной точке на графике.

2 случай. $y_{CT} < y_{CT_opt}$. При этом $\beta_1 < \beta_{1_л}$ и продолжает уменьшаться. Снижение КПД турбины при уменьшении частоты вращения (т.е. при уменьшении y_{CT}) по сравнению с её оптимальным значением связано с увеличением угла атаки на лопатках рабочего колеса и, следовательно, с ростом профильных потерь.

Дополнительно к этому интенсивно возрастают потери с выходной скоростью: при уменьшении n увеличивается w_1 , что приводит к росту w_2 , что при уменьшении окружной скорости u сопровождается существенным увеличением c_2 .

Следовательно, характеристика реальной турбины будет убывать быстрее, чем проектируемой турбины.

3 случай. При увеличении y_{CT} по сравнению с y_{CT_opt} уменьшается скорость w_1 . В результате снижается w_2 , что при росте u вызывает увеличение c_2 , т.е. наблюдается рост потерь с выходной скоростью.

Правая ветвь графика также пойдёт круче.

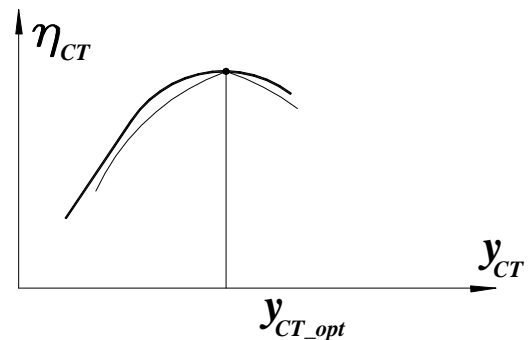


Рис. 3.29

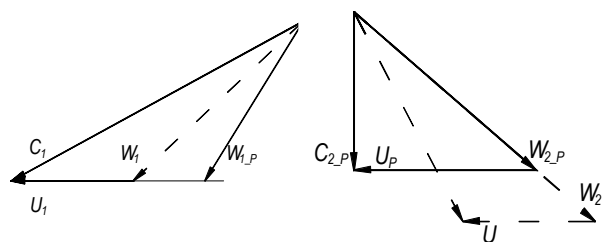


Рис. 3.30

Обычно расчётный режим не совпадает с оптимальным, т.к. подшипники в опорах не выдерживают таких высоких оборотов, $y_{CT_P} < y_{CT_opt}$. Как правило, на расчётном режиме $y_{CT_P} = (0,2...0,3) y_{CT_opt}$

3.15.4. Расходная характеристика ступени турбины

Расходная характеристика турбины – это зависимость параметра расхода от степени понижения давления в ступени турбины. Введём параметр расхода: $\frac{G_2 \cdot \sqrt{T_0^*}}{\rho_0}$. Будем рассматривать

зависимость $\frac{G_2 \cdot \sqrt{T_0^*}}{\rho_0} = f(\pi_{CT})$ при $y_{CT} = var$.

Сделаем несколько замечаний:

- у авиационных турбин $\rho_{CT} = 0,25...0,5$, а у турбин ТНА ρ_{CT} не превышает 0,35, из чего следует, что перепад давлений на СА больше, чем на РК;
- $F_{ГОР}$ - сумма площадей поперечных сечений межлопаточных каналов СА в области горла:

$$F_{ГОР} = z_{СА} \cdot f_{ГОР}$$

- выражение для определения расхода газа

$$\text{через турбину } G_2 = m \cdot \frac{\rho_{гор}^*}{\sqrt{T_{гор}^*}} \cdot F_{гор} \cdot q(\lambda_{гор})$$

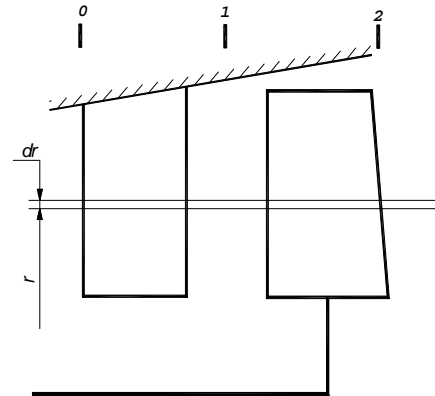


Рис. 3.31

Полное давление в сечении $гор - гор$ $\rho_{гор}^*$ очень сложно измерить, поэтому определим $\rho_{гор}^*$ с помощью коэффициента восстановления полного давления на участке от сечения 0 – 0 до $гор - гор$: $\rho_{гор}^* = \rho_0^* \cdot \sigma_{0-гор}$.

Поскольку турбина неохлаждаемая, то $T_0^* = T_{гор}^*$ (трение не влияет на полную температуру). Следовательно, расход через турбину равен

$$G_2 = m \cdot \frac{\rho_0^* \cdot \sigma_{0-гор}}{\sqrt{T_0^*}} \cdot F_{гор} \cdot q(\lambda_{гор}),$$

тогда параметр расхода будет равен

$$\frac{G_2 \cdot \sqrt{T_0^*}}{\rho_0^*} = m \cdot \sigma_{0-гор} \cdot F_{гор} \cdot q(\lambda_{гор}). \quad (1)$$

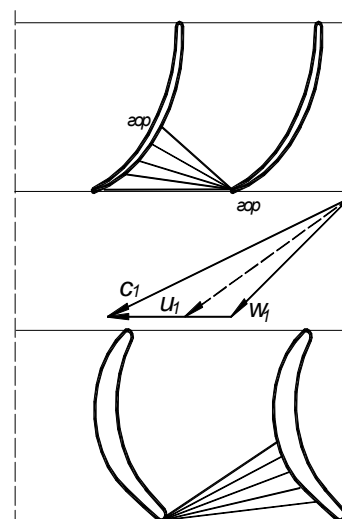


Рис.3.32

Проанализируем характер зависимости $\frac{G_2 \cdot \sqrt{T_0^*}}{\rho_0^*} = f(\pi_{CT})$ при $y_{CT} = var$, причём оговоримся, что y_{CT} изменяем, но фиксируем по различным значениям.

1 случай. Сначала рассмотрим расчётный режим. Параметр нагруженности ступени $y_{СТ} = y_{СТ_РАСЧ}$, что соответствует соотношению $\beta_1 \approx \beta_{1Л}$. При повышении $\pi_{СТ}$ за счёт повышения давления ρ_0^* повышается перепад давлений на СА $\frac{\rho_0^*}{\rho_1}$, следовательно, возрастает $\lambda_{2оп}$ и, соответственно, $q(\lambda_{2оп})$, за счёт чего возрастает параметр расхода $\frac{G_2 \cdot \sqrt{T_0^*}}{\rho_0^*}$. При $\pi_{СТ} = \pi_{СТ_КР}$ в горле межлопаточного канала СА $\lambda_{2оп} = 1$, $q(\lambda_{2оп}) = 1$, и дальнейшее повышение $\pi_{СТ}$ не приведёт к росту $\lambda_{2оп}$ и, следовательно, к росту параметра расхода.

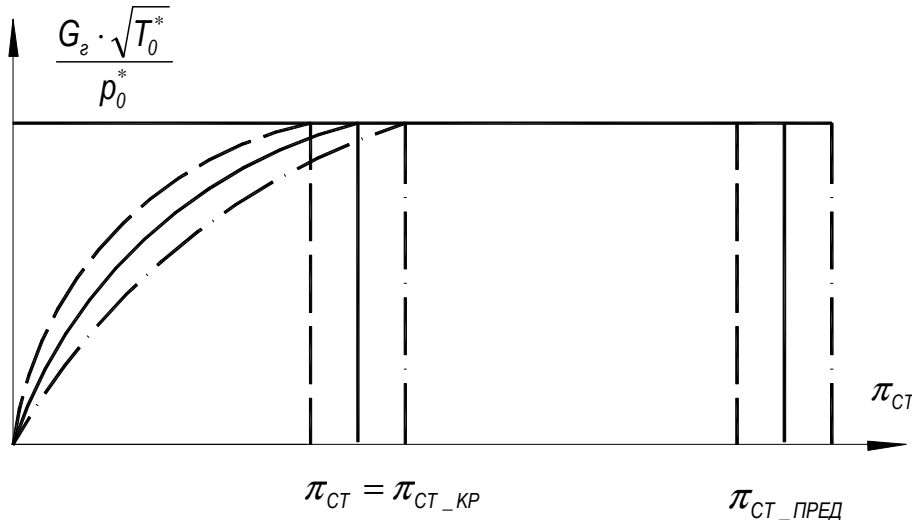


Рис.3.33

Если продолжать повышать давление ρ_0^* (т.е. $\pi_{СТ}$), то в косом срезе СА возникают сверхзвуковые зоны. Характеристика сверхзвукового потока постепенно охватывает всё большую часть косога среза межлопаточного канала и в конце концов окажется на выходном фронте СА (см. рис.). При дальнейшем повышении $\pi_{СТ}$ за счёт ρ_0^* аналогичный процесс начинает происходить в РК. После того, как последняя характеристика сверхзвукового потока окажется на выходном фронте РК, увеличение давления ρ_0^* будет сопровождаться ростом статического давления ρ_2 . При этом $\pi_{СТ}$ будет оставаться постоянным, равным предельному значению $\pi_{СТ_ПРЕД}$.

2 случай. Рассмотрим нерасчётный режим $y_{СТ} < y_{СТ_РАСЧ}$.

Треугольник скоростей изменится: станет короче вектор окружной скорости, и, следовательно, уменьшится угол β_1 , что повлечёт убывание степени конфузурности $k_{КОН}^{КОН} = \frac{\sin \beta_1}{\sin \beta_2}$ межлопаточных каналов РК.

Давление на выходе СА уменьшится, перепад давлений на СА $\frac{\rho_0^*}{\rho_1}$ увеличится, из-за чего возрастут $\lambda_{2оп}$, $q(\lambda_{2оп})$ и параметр расхода $\frac{G_2 \cdot \sqrt{T_0^*}}{\rho_0^*}$. Вся характеристика в этом случае будет протекать более круто; и критическое значение $\pi_{СТ_КР}$ и предельное значение $\pi_{СТ_ПРЕД}$ наступают при меньших значениях степени понижения давления.

3 случай. Рассмотрим нерасчётный режим $U_{СТ} > U_{СТ_РАСЧ}$. Треугольник скоростей также изменится: вектор окружной скорости станет длиннее, угол β_1 возрастёт. С ростом β_1 возрастёт степень конфузности, что повлечёт рост ρ_1 , перепад давлений на СА уменьшится, следовательно, уменьшатся

$\lambda_{зор}$, $q(\lambda_{зор})$ и параметр расхода $\frac{G_e \cdot \sqrt{T_0^*}}{\rho_0^*}$. Характеристика протекает в этом случае более полого, а критическое значение $\pi_{СТ_КР}$ и предельное значение $\pi_{СТ_ПРЕД}$ наступают при больших значениях степени понижения давления.