

МИНИСТЕРСТВО ОБЩЕГО И ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

САМАРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ АЭРОКОСМИЧЕСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ имени академика С.П. КОРОЛЕВА

В. В. Бирюк

ОСНОВЫ РАСЧЁТА ХАРАКТЕРИСТИК ВИХРЕВЫХ
АВИАЦИОННЫХ СИСТЕМ ОХЛАЖДЕНИЯ

Учебное пособие

САМАРА 1997

УДК 523.527.

Основы расчёта характеристик вихревых авиационных систем охлаждения: Учеб. пособие/*В.В.Бирюк*. Самар. гос. аэрокосм. ун-т. - Самара, 1997. - 60 с.

ISBN 5-7883-0030-4

В пособии изложены методы расчёта различных типов вихревых труб для систем охлаждения авиационного оборудования. Рассматривается структура и физическая сущность процесса энергетического разделения закрученных газовых потоков. Приводятся примеры применения вихревых труб в авиационной технике.

Пособие предназначено для студентов 1,2,3,4,5 факультетов, изучающих курсы тепломасообмена, бортовой энергетики, систем кондиционирования.

Табл. -, ил. 25, библиогр. 16 назв.

Печатается по решению редакционно-издательского совета Самарского государственного аэрокосмического университета имени академика С.П.Королёва

Рецензент: д.т.н., профессор Ю.А. Кныш

ISBN 5-7883-0030-4

© Самарский государственный аэрокосмический университет, 1997

© В.В. Бирюк, 1997

СОДЕРЖАНИЕ

Основные условные обозначения	4
Введение	7
1. Внутренняя структура потока и физическая сущность энергетического разделения закрученных газов	8
2. Оценка эффективности вихревых труб	12
3. Применение вихревых труб в авиационной технике	14
4. Представление о физических процессах в вихревой трубе	19
5. Уточнённая физико-математическая модель процесса энергоразделения в вихревой трубе	22
6. Учёт влияния пограничного слоя диафрагмы на эффективность работы вихревой трубы	36
7. Метод расчёта параметров газового потока в самоваккумирующейся вихревой трубе	47
Заключение	57
Библиографический список	58

Основные условные обозначения

α - коэффициент теплоотдачи, $\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \text{ К}}$

c_p - изобарная теплоемкость, $\frac{\text{кДж}}{\text{кг К}}$

L - длина вихревой трубы, м

F - площадь, м^2

G - массовый расход воздуха, $\frac{\text{кг}}{\text{с}}$

k - показатель адиабаты

μ - массовая доля холодного потока ВТ

i - удельная энтальпия, $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$

e - удельная эксергия, $\frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$

S - удельная энтропия, $\frac{\text{кДж}}{\text{кг К}}$

M - число Маха

H - высота полета самолета

T - температура, К

p - давление, Па

R - газовая постоянная, $\frac{\text{Дж}}{\text{кг К}}$

Re - критерий Рейнольдса

ΔT - разность температур, К

$$\bar{L} = \frac{L}{D} \quad - \text{относительная длина ВТ}$$

$$\bar{L}_c = \frac{L_c}{D} \quad - \text{относительная длина стержня в СВТ}$$

$$\bar{d}_c = \frac{D_c}{D} \quad - \text{относительный диаметр стержня - тепловода}$$

$$\bar{d}_\theta = \frac{D_\theta}{D} \quad - \text{относительный диаметр отверстия диафрагмы}$$

$$\bar{F}_c = \frac{4F_c}{3,14D^2} \quad - \text{относительная площадь сопла}$$

$$\kappa = \frac{P_{Вх}^*}{P_x} \quad - \text{степень расширения газа в ВТ}$$

$$D_{\text{диф}} = \frac{D_{\text{диф}}}{D} \quad - \text{относительный диаметр диффузора}$$

$$\Delta_{\text{диф}} = \frac{\Delta_{\text{диф}}}{D} \quad - \text{относительный зазор диффузора}$$

$$R_{\text{диф}} = \frac{2R_{\text{диф}}}{D} \quad - \text{относительный радиус скругления передней стенки диффузора}$$

$$F_\sigma = \frac{4F_\sigma}{\pi D^2} \quad - \text{относительная площадь внутренней боковой поверхности горячего конца ДВТ}$$

$$F_{\text{ор}}, F_{\text{гл}} \quad - \text{площадь оребренной и гладкой поверхности}$$

$$\eta_p = \frac{P_{op}}{P_{гл}} \quad - \text{коэффициент оребрения}$$

N - мощность, Вт

$$\eta = \frac{G_B}{G_1} \quad - \text{коэффициент эжекции}$$

$$\theta = \frac{T_x^*}{T_{вх}^*} \quad - \text{относительная температура}$$

$$\kappa = \frac{P_{вх}^*}{P} \quad - \text{степень расширения газа в ВТ}$$

η - температурная эффективность

η_e - адиабатный КПД

Индексы

$0, I, \dots$ - номер сечения

o - охлаждающая среда

x - холодный поток

$вх$ - входящий поток

d - диафрагма

$диф$ - диффузор

ВВЕДЕНИЕ

Вихревой эффект энергетического разделения газов, открытый впервые Ж. Ранком в 1931 году /4/, а затем довольно подробно исследованный Р. Хилшем в 1946 году, на протяжении более 60 лет остается в центре пристального внимания ученых. Необходимо отметить, что еще до открытия Ранка в работах Максвелла, Шмидта, К. Страховича приводятся теоретические предположения энергоразделения газа в закрученном потоке. Хотя вихревая труба (ВТ) имеет крайне простую конструкцию, процессы, происходящие в ней, настолько сложны и парадоксальны, что только к настоящему времени признано, что теория А. П. Меркулова, основанная на Гипотезе взаимодействия вихрей, наиболее полно отражает физическую сущность процессов, происходящих в камере энергоразделения.

В настоящем пособии кратко изложены существующие гипотезы о механизме энергетического разделения во вращающемся газовом потоке, выделены основные направления в экспериментальных и теоретических исследованиях закрученных газовых потоков, проведен анализ применения вихревых труб для вращающихся систем охлаждения.

В экспериментальных и теоретических исследованиях, посвященных энергетическому разделению в закрученных потоках, можно выделять несколько направлений:

1. Изучение параметров потока внутри вихревой трубы и выявление на этой основе физической сущности вихревого эффекта.
2. Оценка эффективности вихревых труб, влияние геометрических и режимных факторов на процесс энергоразделения.
3. Изучение возможности применения вихревого эффекта в промышленности.

Необходимо отметить, что различные авторы используют различные названия: вихревой энергоразделитель, вихревой охладитель, вихревой преобразователь, но в данной работе будет использоваться введенное Ранком название - вихревая труба.

1. Внутренняя структура потока и физическая сущность энергетического разделения закрученных газов

Исследования в этой области начаты за рубежом Ранком, Хилшем и продолжены в нашей стране А.П.Меркуловым, В.П.Алексеевым, В.И.Метениным, В.Т.Воловым, В.В.Биржом и другими учеными.

Данное направление работ является наиболее важным, т.к. его результаты определяют теоретические предпосылки исследований. К настоящему времени выдвинуто ряд гипотез, которые хотя и являются спорными, но освещают различные качественные и количественные соотношения энергоразделения в газовых потоках, дополняя друг друга. Коротко рассмотрим наиболее существенные из них.

1.1. Гипотезы радиальных потоков энергии в поле центробежных сил

Основные их предпосылки высказаны Ранком, Хилшем, Росбуком, Каснером и Кноершильдом, Фултоном, В.М.Бродяским и А.В.Мартыновым, Б.С.Стечкиным, Л.А.Вуликсом, М.Е.Дейчем, М.Г.Дубинским. С небольшими расхождениями суть гипотезы сводится к следующему. Энергоперенос в газе обусловлен взаимодействием двух энергетических потоков: потока кинетической энергии, направленного от осевых слоев к периферийным, и потока тепла имеющего противоположное направление. В связи с тем, что поток кинетической энергии превосходит тепловой, наблюдается понижение температуры торможения осевых слоев и повышение периферийных. Соотношение энергий и температур выражается

$$\frac{dE_k}{dQ_T} = 2Pr^*$$

$$\frac{(\Delta T)_{\max}}{\Delta T_s} = 1 - 0,5 Pr^* .$$

Эта гипотеза экспериментально не подтвердилась /3/, так как эффекты охлаждения значительно превысили теоретические.

1.2. Гипотеза энергоразделения в результате формирования вынужденного вихря в сопловом сечении

Она базируется на работах Л.А.Вулиса, В.М.Бродянского и И.А.Лейтеса, М.Е.Дейча, М.Г.Дубинского, Эккерта, А.Ковалева. Суть гипотезы в том, что при квазитвердом вращении газа статическая температура осевых слоев больше статической температуры периферийных. Из-за градиента температур в сечении трубы происходит выравнивание статической температуры и, следовательно, перераспределение полной температуры (энергии). М.Г.Дубинский показал, что условие постоянства статической температуры по радиусу ВТ соответствует наибольшему уровню энтропии, однако эта гипотеза дает только качественное представление о работе ВТ и в расчетах вихревых труб не применяется. К тому же экспериментально /2/ было доказано обратное распределение статической температуры по сечению (она монотонно убывает по радиусу к оси).

1.3. Гипотеза конвективного противоточного теплообмена в поле центробежных сил

Эта гипотеза была более реальной по физической картине течения. Наиболее яркие представители этой группы ученых: Шепер, А.И.Гуляев, Рейнольдс, Хинце, Ван Дамстр, В.И.Кузнецов.

Вихревая труба рассматривается Шепером как противоточный теплообменник, в котором статическая температура приосевых слоев выше периферийных. Возникающий из-за градиента температур радиальный теплообмен приводит к понижению температуры торможения осевых слоев и росту температуры периферийных. Коэффициент теплопередачи в закрученном потоке достигает значения $900 \text{ Вт}/(\text{м}^2\text{К})$.

Шепер рассматривает ламинарную, а А.И.Гуляев турбулентную картину теплообмена. Однако, как указывалось выше, экспериментально

/2,3/ было установлено, что распределение статической температуры по радиусу не соответствует исходным посылкам авторов гипотез и не позволяет объяснить возникновение энергоразделения в коротких ВТ и явление реверса в них. Многие исследователи одним из определяющих процессов передачи энергии внутри ВТ считают турбулентность. На основе допущения однородности турбулентного течения внутри ВТ Хинце проводит аналогию между процессами энергообмена в ВТ и в устойчивой расслоенной атмосфере или в следе за телами в сжимаемом потоке при высоких числах Маха, где может наблюдаться перенос тепла вдоль градиента температуры от низкой температуры к более высокой. Процесс перераспределения статической температуры будет происходить до адиабатического распределения ее по сечению ВТ.

Считается, что турбулентное течение в вихревой трубе однородно, а поток тепла состоит из конвективной теплоотдачи и молекулярной теплопроводности для условий неравномерного распределения осредненного давления и при отклонении распределения средней температуры от адиабатической. Баланс тепла получается с учетом окружной скорости и переноса импульса. Расчет проводится с учетом турбулентных коэффициентов вязкости μ^* и теплопроводности λ^* . За счет разности кинетической энергии свободного и вынужденного вихря совершается работа в холодильных циклах передачи тепла от центра к периферии.

По результатам анализа получается, что разность кинетической энергии свободного и вынужденного вихрей значительно превышает работу, потребную для осуществления холодильных циклов в диапазоне режимов, близких к практически реализуемым.

1.4. Гипотезы в основу которых положено максвелловское распределение скоростей молекул

Основные представители гипотез этого класса: Эрделаи, Милтон и Рудкин, Оттен, Гозтц, В.А.Сафонов.

В этом случае вихревой энергоразделитель играет роль "демона Максвелла" /2/. Основой энергоразделения является неравномерное распределение кинетической энергии между молекулами газа из-за градиента давления или сил в центробежном поле. "Быстрые" молекулы собираются в периферийной области, а "медленные" в присосековой, что и

вызывает эффект энергоразделения.

Основные соотношения получены с учетом трансляционного молекулярного движения с последующим перенесением результатов на все состояния газа с учетом общего числа степеней свободы и образовавшихся макроскопических флуктуаций. Но данная гипотеза не имеет конкретных методов расчета и не позволяет дать качественную оценку явления.

1.5. Гипотезы расчета характеристик вихревых труб на основе теории подобия

Некоторая часть теоретических работ обеспечивает возможность количественного расчета вихревого течения на основе термогазодинамического анализа вихревого эффекта. Некоторые авторы на основе теории подобия или метода обобщения переменных получают расчетные соотношения для ВТ. Если использовать все переменные, влияющие на вихревое энергоразделение, то получается одиннадцать безразмерных комплексов /1/, входящих в критериальное уравнение. Решение этого уравнения получить не удалось. Группе авторов Б.И.Калашников, Д.Д.Райский /13/ предлагают за определяющий параметр принять число Россби $Ro = C_{\tau} / C_{oc}$, характеризующее отношение тангенциальной скорости потока к осевой. А.Д.Суслов и В.Ю.Чижиков /13/ предлагают для оптимизации работы ВТ использовать оптимальный коэффициент нагрузки $K_{норт} = \bar{r} \cdot \pi^{1/K}$, при котором достигаются наивысшие значения температурной эффективности. Этот коэффициент находится из условия критического режима работы ВТ.

Критические режимы ВТ исследовали Е.Я.Соколов, В.Мартынов, К.И.Немира, А.П.Меркулов, Г.П.Токарев и определили их влияние на конструкцию ВТ. Д.А.Кныш и С.В.Лукачев указывают на существенную неустойчивость потока в ВТ, вызывающую интенсивные акустические колебания, приводящие к резонансным явлениям, которые приводят к существенному росту эффективности процесса энергообмена. Однако подбор экспериментального материала пока не привел к качественному скачку по выработке теории учета критических режимов и акустических характеристик.

1.6. Гипотеза взаимодействия вихрей

В настоящее время наиболее убедительно отражает сущность физических явлений и позволяет полно математически описать характеристики закрученных потоков теория, основанная на Гипотезе взаимодействия вихрей, выдвинутая А.П.Меркуловым /3,6,7,8,9,10,11/ и получившая развитие в работах его учеников и последователей. Эта теория обобщила весь имеющийся теоретический и экспериментальный материал. На основании этой гипотезы появилась возможность рассчитать предельные характеристики вихревого эффекта в предположении, что в сопловом сечении полностью завершен теплообмен между свободным и вынужденным вихрями. В результате расчета находится теоретически достижимая относительная температура холодного потока $\theta_x = \theta(\pi, \mu, \bar{F}_0, \bar{d}_0)$. Эти обобщенные характеристики дают хорошее качественное совпадение с экспериментальными данными.

2. Оценка эффективности вихревых труб, влияние геометрических и режимных факторов на процесс энергоразделения

Так как основой энергоразделения в вихревом потоке является необратимый турбулентный перенос, то энергетическая эффективность этого процесса довольно низка.

Для оценки термодинамического совершенства вихревого эффекта введено сравнение работы вихревых труб с другими процессами.

Наиболее широко применяется сравнение эффекта охлаждения в ВТ с эффектом охлаждения при изоэнтропном расширении в идеальном детандере от параметров входящего газа до давления холодного потока (температурная эффективность), впервые примененное Хилшем и используемое практически во всех последующих обобщениях:

$$\eta = \frac{\Delta T_x}{\Delta T_s} ,$$

где: $\Delta T_x = T_1 - T_x$ - температурный эффект охлаждения в ВТ;

$$\Delta T_s = T_1 \left[1 - \left(\frac{1}{\pi} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right] \text{ - охлаждение в идеальном детандере;}$$

$$\pi_1 = p_1^* / p_x \text{ - степень расширения газа в ВТ.}$$

Лучшие экспериментальные результаты /3/ дают значения $\eta = 0,5 \dots 0,7$. Более универсальной характеристикой работы ВТ по холодопроизводительности является энергетическая эффективность $\eta_e = \mu \eta$, здесь $\mu = G_x / G_1$ - доля холодного потока ВТ, равная отношению массового расхода холодного газа к входящему.

Наибольшие значения адиабатной эффективности достигают значения в теплоизолированных ВТ - $\eta_e = 0,23 \dots 0,26$; в охлаждаемых - $\eta_e = 0,26 \dots 0,34$; в двухконтурных - $\eta_e = 0,34 \dots 0,42$. Наиболее общее понятие о полноте энергопреобразования в ВТ дает эксергетический КПД, впервые примененный В.М.Бродяжским

$$\eta_e = \frac{\mu e_x}{e_1} ,$$

где: e_x - эксергия холодного потока ВТ;

e_1 - эксергия сжатого газа, подведенного к ВТ.

Значение эксергетического КПД, учитывающего только эффект охлаждения потока достигает величины $\eta_{ex} = 2 \dots 3\%$ /5/.

В последнее время в качестве определяющего фактора используется понятие относительной температуры холодного потока $\theta_x = T_x / T_1$. Эта величина определяется основными соотношениями в ВТ $\theta_x = \theta (\pi, \mu, \bar{F}_0, \bar{d}_0, \bar{L}, p_x, T_1)$. Она связана с температурной эффективностью ВТ $\theta_x = 1 - \eta \left[1 - (1/\pi)^{(\kappa-1)/\kappa} \right]$ и характеризует возможность понижения температуры в ней. В связи с тем, что теоретический анализ процессов энергоразделения в закрученном потоке газа вызывал значительные трудности, на протяжении 64 лет ведутся экспериментальные исследования вихревых труб. В результате этих исследований удалось подобрать оптимальные геометрические соотношения вихревых труб для получения охлажденного газа. Необходимо отметить, что геометрия вихревой трубы оптимизирована в основном при давлениях на входе $(2 \dots 9) \cdot 10^5$ Па и температурах сжатого газа около 300 К. Главная задача исследователей - поиск

путей повышения эффективности вихревых труб. Исследования в этой области были начаты Ранком и Хилшем и продолжены практически всеми учеными, работающими с вихревыми трубами. В ходе этих работ получено значительное уменьшение габаритов ВТ при увеличении их эффективности, предложены новые виды ВТ (охлаждаемая, самовакуумирующаяся, двухконтурная, вихревой вакуум-насос).

Исследования формы входного сопла ВТ показали, что лучшую эффективность имеет сопло А.П.Меркулова с прямоугольным входным каналом, выполненным по спирали Архимеда. Сокращение длины вихревой трубы /3/ за счет установки турбулизирующей крестовины на горячем конце позволило уменьшить относительную длину ВТ от $\bar{L} = 50$ у Хилша до $\bar{L} = 9$ у А.П.Меркулова. Установка диффузора и развихрителя на горячем конце ВТ позволила В.И.Метенину сократить длину камеры до $\bar{L} = 3$. Применение конической камеры энергоразделения позволило В.А.Сафонову повысить эффективность ВТ при сохранении небольшой длины камеры энергоразделения $\bar{L} = 12 \dots 14$. В результате работ ¹⁸¹ были получены оптимальные конструкции основных типов вихревых труб.

Делящая ВТ (ДВТ) разделяет поток сжатого газа на два: холодный и горячий.

Охлаждаемая ВТ (ОВТ), охлаждающая поток газа через стенки внешним теплоносителем, охлаждает весь поток сжатого газа до температуры более низкой, чем температура внешнего теплоносителя.

Самовакуумирующаяся ВТ (СВТ) позволяет в раскруточном диффузоре преобразовать кинетическую энергию вихря в энергию давления и тем самым резко снизить давление на оси камеры энергоразделения и существенно повысить эффект охлаждения в ней.

Двухконтурная ВТ с дополнительным потоком (ВТДП) эффективно работает при $\mu > 1$, обеспечивая высокую интенсивность теплообмена между основным и дополнительным потоком.

Вихревой вакуум-насос (ВВН), способен создавать высокие разрежения и нечувствительный к изменению параметров на входе и выходе из него.

3. Применение вихревых труб в авиационной технике

Поскольку ВТ по надежности, ресурсу, простоте обслуживания,

массогабаритным характеристикам и стоимости превосходят другие типы газовых холодильных машин, несколько уступая им в эффективности. Отечественные и зарубежные авиационные фирмы проявили большой интерес к вихревым системам охлаждения воздуха. Так более 10 патентов на конструкцию систем кондиционирования воздуха (СКВ) с ВТ получено фирмой ГАРРЕТТ. Интенсивно работают в этом направлении БЕНДИКС АВИЭЙШИН, ГОДФРИ, ХАЙЕС, АЙРИРАФТ, МАРТИН - МАРЧЕТТА. В России успешно проводятся работы по вихревым авиационным охладителям в МАИ, в МГУ им. Баумана, в МЭИ, в МПО "Наука", в лаборатории вихревой техники при Санкт-Петербургском техническом университете, в Рыбинском авиационно - техническом университете, в Самарском государственном аэрокосмическом университете, в Дальневосточном политехническом институте.

Вихревые трубы применяются на борту самолетов и в технологическом процессе при испытаниях и изготовлении элементов ЛА. В зависимости от выбранного источника сжатого воздуха на борту самолета диапазон изменения входных параметров существенно меняется. При работе вихревых труб в авиационных системах для их питания всегда используется воздух, но необходимый перепад давления может быть обеспечен различными вариантами: скоростным напором, набегающего на самолет потока; наддувом гермокабины с целью кондиционирования; сжатом в компрессоре или вентиляторе ГТД воздухом; сжатый воздух может подаваться из бортового баллона или от вспомогательной силовой установки.

В связи с вышеперечисленным вихревые трубы вызвали значительный интерес у разработчиков систем кондиционирования воздуха (СКВ)^[18]. Так авиационная СКВ с ДВТ, работающая на скоростном напоре, представлена на рис. 3.1. Использование ДВТ, работающей на перепаде давлений между гермокабиной и окружающей самолет средой возможно по схеме, представленной на рис. 3.2.

СКВ с применением ОВТ, работающей от компрессора ГТД, представлена на рис. 3.3. Для охлаждения ВТ используется забортный воздух.

ДВТ применяется как предварительная ступень охлаждения для СКВ с турбодетандером рис. 3.4 или как элемент паровой машины, в которой ОВТ используется для интенсификации отвода тепла от конденсатора рис. 3.5.

ДВТ устанавливается в системе индивидуального

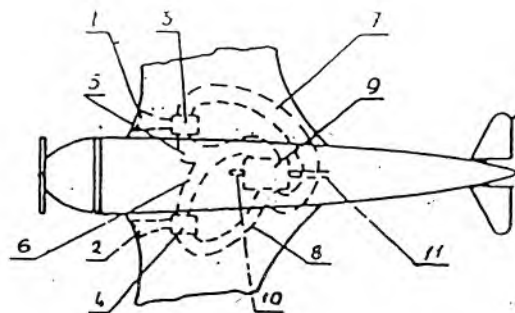


Рис. 3.1. СКВ, работающая от скоростного потока

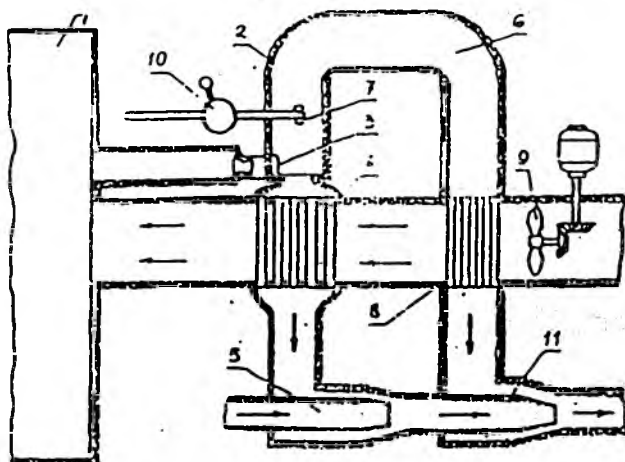


Рис. 3.2. Система кондиционирования воздуха

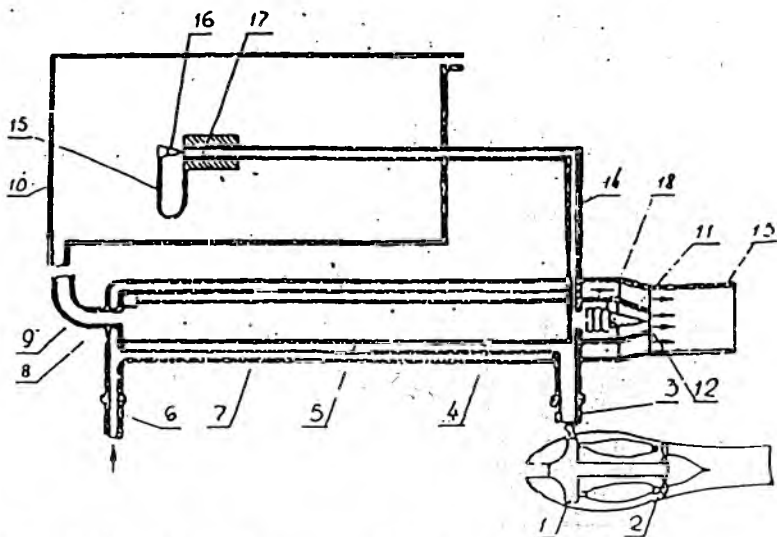


Рис. 3.3. СКВ с охлаждаемой вихревой трубкой

кондиционирования костюма пилота рис. 3.6, параллельно турбохолодильнику и обеспечивает охлаждение или подогрев скафандра при работе СКВ на расчетных режимах.

ДВТ обеспечивает подогрев воздуха для скафандра пилота рис. 3.7, в то время как охлаждает воздух в кабине турбодетандер.

Кроме применения в авиационных СКВ ВТ успешно применяются для охлаждения блоков радиоэлектронного оборудования, расположенного на самолете / 3 /. Особенно эффективным оказалось применение вихревых воспламенителей топливных смесей основных и форсажных камер сгорания ГТД, осуществленное под руководством Ш.А.Пиралишвили. Вихревые воспламенители (ВВ) представляют из себя модифицированную охлаждаемую ВТ, работающую на $\mu = 1$. К настоящему времени экспериментальный материал по исследованию работы вихревых воспламенителей на борту самолета во время полета является наиболее полным. К сожалению, достоверного литературного материала по характеристикам ВТ, работающих на борту самолета, не имеется. Очевидно, что существенное изменение параметров воздуха на входе и выходе из ВТ приводит к изменению оптимальных геометрических соотношений ВТ и вносит существенные трудности в прогнозирование характеристик вихревых систем охлаждения. Отсутствие экспериментального материала по работе основных типов ВТ на борту самолета затрудняет создание эффективных авиационных систем охлаждения. Недостаточно разработаны методы определения эффективности авиационных ВСО и их сравнение с традиционными холодильными системами.

Группой ученых с участием автора проведена работа по исследованию отдельных типов авиационных ВСО и разработке теоретических предпосылок их расчета / 6, 7, 8, 9, 10, 11, 14 /. Г.А.Смоляр исследовал возможность создания комбинированных систем охлаждения, состоящих из термоэлектрических охладителей и вихревых труб для элементов оборудования ЛА. Р.А.Серебряков провел классификацию систем охлаждения элементов ЛА, предложил основы оценки эффективности систем охлаждения различного класса. В.Н.Белозерцев исследовал авиационную ГХМ, работающую по обратному циклу Стирлинга с вихревыми трубами в предварительном каскаде для снятия тепла с горячей полости машины.

В.М.Кудрявцев, Г.П.Токарев и А.Н.Балалаев разработали возможность теоретического учета влияния термодинамической

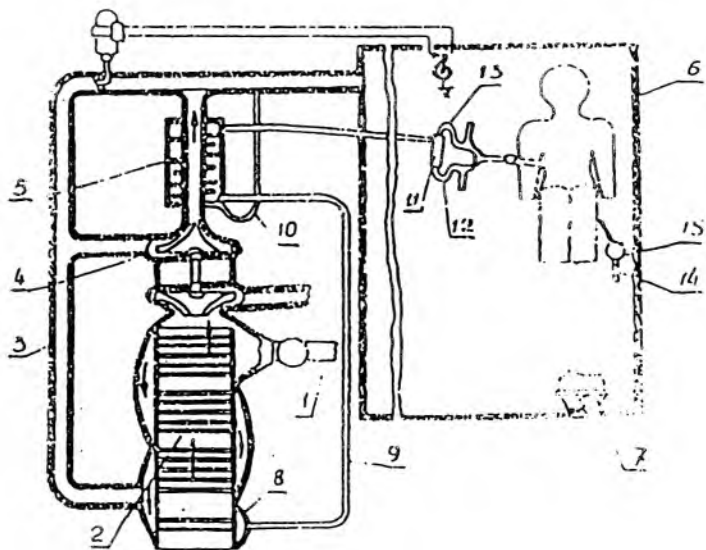


Рис. 3.6. СКВ костюма пилота с ДВТ и турбодетандером

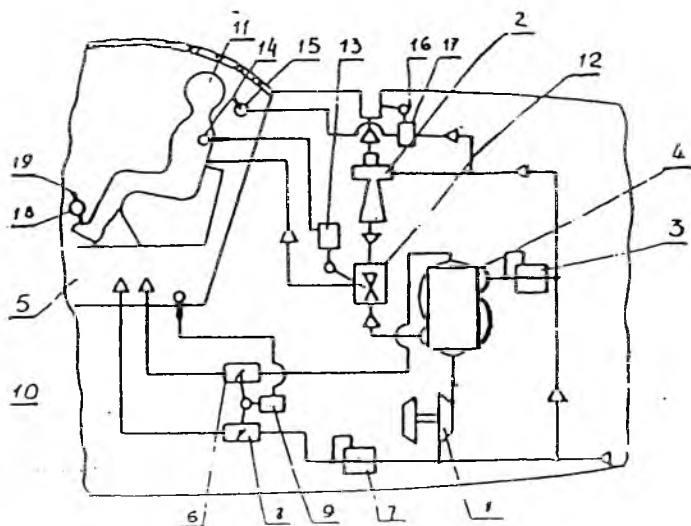


Рис. 3.7. Индивидуальный вихревой подогреватель

необратимости, турбулентности, критических режимов течения и газодинамических факторов при расчете характеристик ВТ.

4. Представление физических процессов в вихревой трубе

Вихревая труба представляет собой (рис. А.1) гладкую цилиндрическую (или коническую) трубу 1, с одного конца которой установлены тангенциальные сопла 2, а торец закрыт диафрагмой 3 с центральным отверстием. На другом конце трубы установлен дроссель 4. Сжатый газ подаётся в тангенциальные сопла и образует в трубе интенсивное круговое движение. При достаточном прикрытии дросселя часть подаваемого в трубу газа вытекает через отверстие диафрагмы заметно охлаждённой, а вытекающая через дроссель - подогретой.

4.1. Гипотеза взаимодействия вихрей

Наиболее полно физическую картину вихревого эффекта представляет выдвинутая А.П. Меркуловым теория, основанная на Гипотезе взаимодействия вихрей /3/.

Суть этой теории сводится к следующему: после истечения из тангенциальных сопел поток газа образует свободный вихрь, который распространяется до определённого радиуса и смешается вдоль оси трубы к дросселю. Свободный вихрь является устойчивым к силам внутреннего трения и не разрушается ими. Вихрь может начать разрушаться только на своих радиальных границах за счёт трения о стенку и взаимодействия с приосевыми элементами. Интенсивность его закрутки при этом падает из-за снижения окружных скоростей при движении вихря вдоль трубы к дросселю, уменьшается радиальный градиент статического давления в вихревом потоке и вихрь всё ближе распространяется к оси.

Уменьшение радиального градиента, в свою очередь, вызывает осевой градиент статического давления, который вынуждает попавший в приосевую область газ изменить своё первоначальное направление осевого движения на противоположное, и двигаться к сопловому сечению. В процессе перехода в приосевую область элементы газа интенсивно турбулизируются. Высокая турбулентная вязкость вынуждает приосевой поток вращаться по закону твёрдого тела. Обратный приосевой поток по мере продвижения к сопловому сечению закручивается всё более интенсивным свободным вихрем.

Кроме передачи кинетической энергии вращения от свободного к вынужденному вихрю между ними происходит интенсивный турбулентный теплообмен при высоком градиенте статического давления, нормального

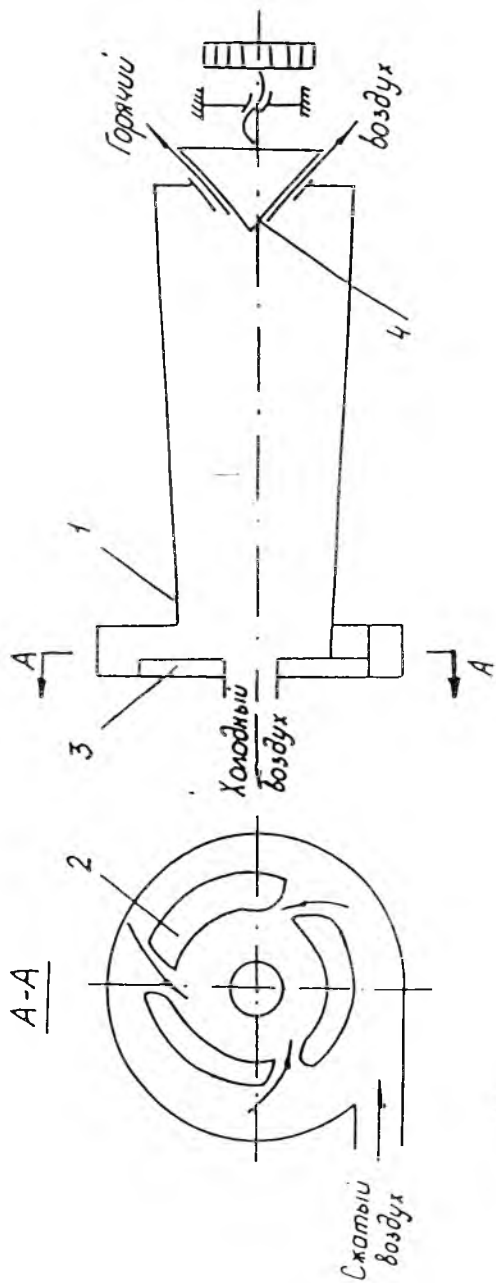


Рис. 4.1. Делящая вихревая труба

к средней скорости движения потока.

Радиальное перемещение турбулентного элемента газа происходит за счёт радиальной турбулентной пульсационной скорости. Попадая при этом в зону более высокого или низкого давления элемент будет адиабатно сжиматься или расширяться.

Если после перемещения температура элемента газа окажется отличной от температуры окружающих его элементов, то произойдёт нагревание или охлаждение их, т.е. турбулентные элементы совершают холодильные циклы, отдавая тепло периферийным слоям, источником механической энергии является турбулентность.

Температуру элемента за счёт изэнтропного расширения или сжатия в поле сил давления можно записать следующим образом:

$$\left(\frac{dT}{dr} \right)_s = \frac{k-1}{k} \cdot \frac{T}{P} \cdot \frac{dp}{dr}.$$

Здесь выражение для пульсационной температуры запишется в виде:

$$T' = L \left[\frac{dT}{dr} - \left(\frac{dT}{dr} \right)_s \right].$$

В этом случае L - длина пути смещения. По теории турбулентности Прандтля удельный тепловой поток будет:

$$q = C_p \cdot \rho \cdot V' \cdot T'.$$

Предполагая турбулентность изотропной, пульсацию скорости можно определить так:

$$V' = \frac{dV\tau}{dr} L.$$

Удельный тепловой поток определится:

$$q = C_p \cdot \rho \cdot L^2 \cdot \frac{dV\tau}{dr} \cdot \left(\frac{dT}{dr} - \frac{k-1}{k} \cdot \frac{T}{P} \cdot \frac{dp}{dr} \right),$$

т.е. можно отметить, что турбулентный перенос тепла в круговом потоке будет иметь место всегда, если радиальное распределение температуры и отлично от изэнтропного.

Турбулентный перенос тепла прекратится ($q=0$) при достижении изэнтропного распределения температуры по радиусу

$$\frac{dT}{dr} = \frac{k-1}{k} \cdot \frac{T}{P} \cdot \frac{dp}{dr}$$

Эта гипотеза позволяет оценить предельные возможности вихревого эффекта в предположении, что в сопловом сечении полностью завершился энергообмен между вихрями.

Используя законы распределения скоростей по радиусу для свободного и вынужденного вихрей, условия механического равновесия газа, изоэнтропного распределения статической температуры по радиусу вынужденного вихря, механической и тепловой сопряженности вихрей, можно получить выражения для распределения параметров по радиусу соплового сечения, а при заданной геометрии - определить среднеинтегральную температуру холодного и горячего потоков вихревой трубы как функцию от основных параметров ВТ. Для относительной температуры холодного и горячего потоков ВТ эти зависимости таковы.

$$\theta_x = \theta(\mu, \mu, \bar{F}_c, \bar{d}_d); \quad \theta_r = \theta'(\mu, \mu, \bar{F}_c, \bar{d}_d).$$

Эти зависимости дают качественное соответствие с экспериментальными характеристиками ВТ (рис.4.2), а также описывают явление реверса ВТ ($\theta_x > 1$ при $\mu \rightarrow 0$) и указывает на возможность получения охлаждения при $\mu < 1$ в охлаждаемых ВТ или при $\mu > 1$ в двухконтурных ВТ.

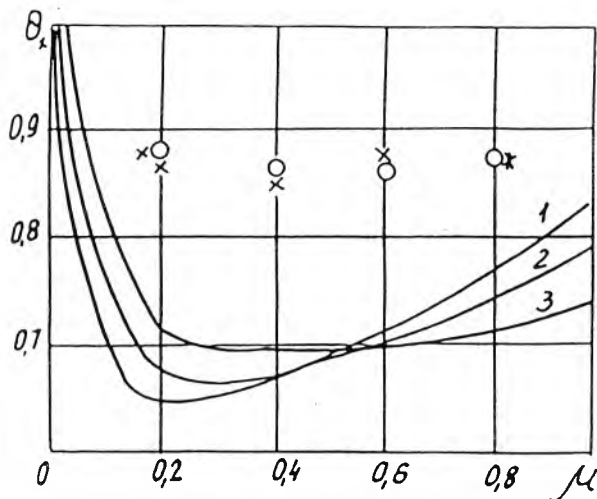
5. Уточнённая физико-математическая модель процесса энергоразделения в вихревой трубе

Для уточнения характеристик ВТ возможно учесть потери полного давления газа при его истечении через сопловой впуск (газодинамический расчёт), а также регенерацию тепла при противоточном движении охлаждённого приосевого и подогретого периферийного потоков газа в камере энергетического разделения (термодинамический анализ). В основу газодинамического расчёта ВТ положено предположение Гипотезы взаимодействия вихрей /3/ о существовании двух вихрей: свободного с потенциальным течением

$$v\tau = v\tau_1 \frac{\Gamma_1}{r} \tag{5.1}$$

и вынужденного

$$v\tau = v\tau_1 \frac{\Gamma_1 \cdot r}{\Gamma_2^2} \tag{5.2}$$



Экспериментальные данные

$K=1,4$; $\pi=5$; $\bar{F}_c=0,1$; x - Меркулова, \ast - Гуляева,

o - Мартынова, 1 - $\bar{z}_d=0,4$; 2 - $\bar{z}_d=0,45$; 3 $\bar{z}_d=0,5$

Рис. 4.2. Предельные расчетные характеристики ВГ.
Расчет по методу А.П.Меркулова

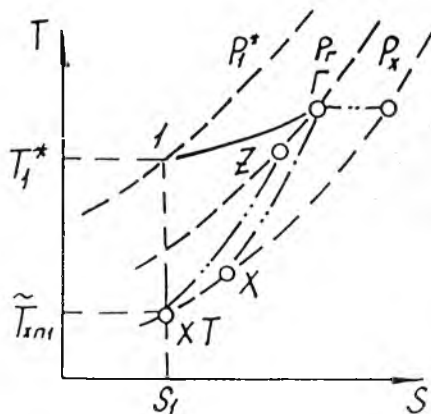


Рис. 5.8. Идеализированные термодинамические процессы: 1-Г-Х - процесс в ВГ; 1-Г-З-ХТ - процесс в ВГ с изобарным отводом теплоты

сопряжённых друг с другом на радиусе разделения вихрей r_2 .

Можно проинтегрировать уравнение количества движения для невязкого газа

$$\frac{dp}{dr} = \rho \cdot \frac{v\tau^2}{r} \quad (5.3)$$

и получить законы изменения параметров газа p, T, ρ по радиусу.

Граничное условие при решении этого уравнения относительно p определяется из решения уравнения расхода для сечения диафрагмы, которое лежит в сопловом сечении ВТ.

$$\mu G_1 = \int_0^{\Gamma_d} \rho \cdot v_z \cdot 6,28 \cdot r \cdot dr \quad (5.4)$$

Здесь μ - доля охлажденного потока газа,

Γ_d - радиус отверстия диафрагмы,

v_z - осевая скорость в отверстии диафрагмы

G_1 - массовый расход газа через ВТ.

Осевая скорость, в свою очередь, определится из выражения

$$v_z = \pm \sqrt{\frac{2k}{k-1} RT_1 \left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} / \left[1 - \left(\frac{p_x}{p}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]} \quad (5.5)$$

где p_1 - давление на периферии камеры энергоразделения.

Направление движения газа и знак выражения v_z определится в зависимости от соотношения величин давления газа p и давления среды p_x , в которую вытекает охлажденный газ.

Значение p_1 получается при условии адиабатичности распределения статических параметров газа по радиусу в виде следующего выражения:

$$p_1 = \frac{\mu G_1 RT_1}{6,28 \left[\int_0^{\Gamma_a} \left(\frac{p}{p_1}\right)^{1/k} v_z r dr + \int_{\Gamma_a}^{\Gamma_d} \left(\frac{p_x}{p_1}\right)^{1/k} v_z r dr \right]} \quad (5.6)$$

Здесь r_a - радиус, на котором осевая составляющая скорости V_z меняет свой знак. Граничное условие в уравнении относительно температуры газа на радиусе камеры энергоразделения $T=T_1$ - находится из уравнения энергии для потока газа в свободном вихре вблизи стенки камеры:

$$T_1 = \frac{T_1^*}{1 + \frac{k-1}{2} (M_1^2 + M_2^2)} \quad (5.7)$$

Тангенциальная скорость M_1 на периферии камеры энергоразделения выражается через отношение давлений

$$M_1 = \sqrt{\frac{2}{k-1} \left[\left(\frac{p_k^*}{p} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] - M_2^2} \quad (5.8)$$

Относительная осевая скорость M_2 находится из уравнения сохранения расхода через область свободного вихря в предположении постоянства осевой скорости по радиусу

$$M_2 = \frac{G_1}{\sqrt{kRT_1} \cdot 6,28 \int_{r_2}^{r_1} \rho r dr} \quad (5.9)$$

Полное давление газа на стенке камеры энергоразделения p_k^* находится с учётом потерь давления в тангенциальном сопле

$$p_k^* = p_1^* \left(\frac{\alpha_c}{\varphi_c} \right)^{\frac{k-1}{k}} \quad (5.10)$$

где коэффициент скорости φ_c находится по коэффициенту расхода α_c из выражения

$$\frac{\alpha_c}{\varphi_c} = \frac{1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda_c^2}{1 - \frac{k-1}{k+1} \varphi_c^2 \lambda_c^2} \quad (5.11)$$

В последнее выражение входит относительная скорость газа в выходном сечении тангенциального соплового ввода. Она связана с тангенциальной составляющей скорости газа на периферии камеры энергоразделения. Вид зависимости λ_c от M_1 получается из уравнения сохранения момента количества движения.

$$\lambda_c = \frac{M_1}{\sqrt{\frac{2}{k+1} \frac{k-1}{k+1} (M_1^2 + M_z^2)}} \cdot \frac{\Gamma_1}{\Gamma_c} \quad (5.12)$$

Расход газа G_1 определяется с учётом коэффициента расхода α_c по относительной скорости λ_c :

$$G_1 = \alpha_c \frac{\rho_1^* \cdot F_c \cdot \sqrt{k} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{2(k-1)}} \bar{q}(\lambda_c)}{\sqrt{RT_1^*}} \quad (5.13)$$

где газодинамическая функция расхода по средней скорости в сопле

$$\bar{q}(\lambda_c) = \frac{\int_0^h q(\lambda_c) b dh}{F_c} \quad (5.14)$$

Последней неопределённой величиной, необходимой для замыкания системы уравнений, является радиус разделения вихрей r_2 , который предлагается определять из вариационного принципа максимума энтропии потока:

$$G_1 R \ln \frac{\rho_1^*}{\rho_k^*} = \max \quad (5.15)$$

В системе присутствует эмпирическая величина - коэффициент расхода тангенциального соплового ввода, для определения которого получена следующая экспериментальная зависимость /15/

$$\alpha_c = 1 - \frac{1,63}{Re^{0,25}} (1,03 - \lambda_c^4) \quad (5.16)$$

Представленная система уравнений решается методом итераций и позволяет определить расход газа через ВТ, распределение параметров газа по радиусу в сопловом сечении и осреднённую полную температуру газа в сечении диафрагмы (так называемая предельная теоретическая температура).

Расчётная температура охлаждённого газа определяется по выражению

$$\tilde{T}_{\text{хт}} = \frac{\int_0^{r_d} \rho v_z \left(T + \frac{v_z^2}{2C_p} \right) r dr}{\int_0^{r_d} \rho v_z r dr} \quad (5.17)$$

Для определения давления подогретого газа предложена полуэмпирическая формула

$$p_r = \frac{1}{2} \left[(p_{0c} + p_2) + \mu (p_1 - p_{0c}) \right], \quad (5.18)$$

предполагающая линейный характер зависимости доли холодного потока газа от давления подогретого газового потока и связывающая величину давления на характерных радиусах ($r=0$, $r=r_2$, $r=r_1$) соплового сечения.

Термодинамический анализ работы ВТ заключается в определении температуры охлаждённого и подогретого газа путём отыскания и учёта условий, приводящих к адиабатному распределению статических параметров газа по радиусу соплового сечения. Учитывая эти условия, можно найти связь температуры $\tilde{T}_{\text{хт}}$, вычисляемой по формуле (5.17), с температурой охлаждённого газа T_x в идеализированном процессе, приближённо описывающим процесс передачи тепла в ВТ.

Идеализация процесса передачи тепла в ВТ заключается в предположении, что этот процесс происходит по регенеративной схеме и осуществляется следующим образом.

Газ, вошедший в ВТ, движется по периферии камеры энергоразделения к дросселю ВТ и получает от присевых слоёв газа некоторое количество тепла q , нагреваясь до температуры T_r . У дросселя газ делится на две части: одна его доля $(1-\mu)$ выходит через дроссель в

виде подогретого потока с температурой T_r , а другая его доля μ , двигаясь к диафрагме, отдаёт тепло q по пути периферийным слоям газа, охлаждаясь до температуры T_x . При этом давление приосевых слоёв газа понижается от p_r вблизи дросселя до p_x за диафрагмой. Это первый термодинамический процесс в ВТ.

Не рассматривая механизм переноса тепла, можно рассчитать температуры T_r и T_x , сделав некоторые допущения и используя метод термодинамического анализа.

Считаем, что адиабатное распределение параметров в сопловом сечении достигается при отводе от периферийных слоёв такого количества тепла, которое подводится к ним в действительном процессе в ВТ от приосевых слоёв.

Рассматриваем другой термодинамический процесс. Газ с расходом G_1 , двигаясь к дросселю, приобретает от приосевых слоёв тепло q и нагревается до температуры подогретого газа T_r в реальном процессе энергоразделения. От этого газового потока изобарически отводится наружу количество тепла q , при этом температура потока снижается от T_r до некоторой температуры T_z . Часть газа с расходом μG_1 формирует приосевую зону и, двигаясь противоточно периферийному потоку, отдаёт ему тепло q за счёт вихревого эффекта.

Температура этой части газа снижается от величины T_z до теоретической температуры T_{xT} . При этом давление газа снижается от давления подогретого газа p_r до давления охлаждённого p_x . Это второй рассматриваемый термодинамический процесс.

Оба процесса в T - S координатах показаны на рис. 5.1. Тепло, отведённое в единицу времени наружу от периферийного потока, с учётом изобаричности процесса определится

$$q = -G_1 C_p (T_r - T_z) . \quad (5.19)$$

С другой стороны тепло, переданное от приосевых слоёв газа периферийному, равно

$$q = G_x \int_{S_z}^{S_{xT}} T dS$$

или приближённо описывается выражением

$$q = G_x \frac{T_z + T_{xT}}{2} R \ln \left[\frac{p_r}{p_x} \left(\frac{T_{xT}}{T_z} \right)^{\frac{k}{k-1}} \right] . \quad (5.20)$$

Температуру T_z можно найти методом итераций из баланса энтальпий для второго термодинамического процесса:

$$G_1 C_p T_1 - G_T C_p T_z - G_X C_p T_{XT} + q' = 0. \quad (5.21)$$

Из равенства q и q' определяется температура горячего потока T_T во втором термодинамическом процессе, которая равна температуре горячего потока газа в первом термодинамическом процессе

$$T_T = T_z + \frac{k-1}{2k} \mu (T_z + T_{XT}) \ln \left[\frac{p_T}{p_X} \left(\frac{T_{XT}}{T_z} \right)^{\frac{k}{k-1}} \right]. \quad (5.22)$$

Температура охлажденного газа T_X первого термодинамического процесса определится из уравнения баланса его энтальпий.

$$G_1 C_p T_1 - G_T C_p T_z - G_X C_p T_X = 0 \quad (5.23)$$

Предложенный метод расчёта T_X по осреднённой температуре T_{XT} позволяет достичь хорошего совпадения величины температуры охлажденного газа с опытными значениями (рис. 5.2) при использовании предположения адиабатного распределения параметров газа по радиусу ВТ.

Приведённый выше термодинамический анализ можно применить и к более сложным случаям реализации вихревого эффекта, например, охлаждаемая ВТ, появление реверса и введение дополнительного потока в ВТ.

5.1. Метод расчёта охлаждаемой вихревой трубы.

Можно предположить, что течение в идеализированных процессах без отвода и с изобарным отводом тепла имеет одинаковый характер, т.е. температура подогретых периферийных слоев в процессе с изобарным отводом тепла ($p_T = \text{const}$, $T_{Td} = \text{idem}$). Уравнение баланса потоков энтальпий при сокращении на $G_1 C_p$ будет

$$T_1 - \mu T_{Xd} - (1-\mu) T_{Td} = 0. \quad (5.24)$$

И отсюда по T_{Td} определяется температура охлажденного газа T_{Xd} .

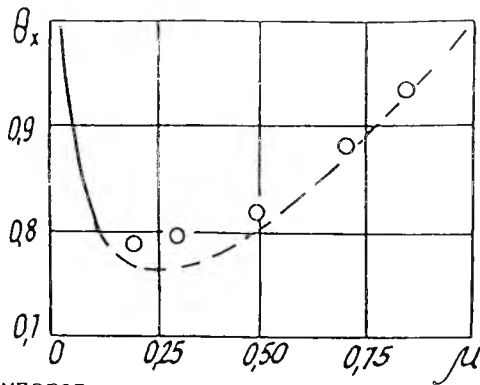


Рис. 5.2. Температурная характеристика ДВТ: расчет по методу автора; о - эксперимент при $\Pi = 5$.

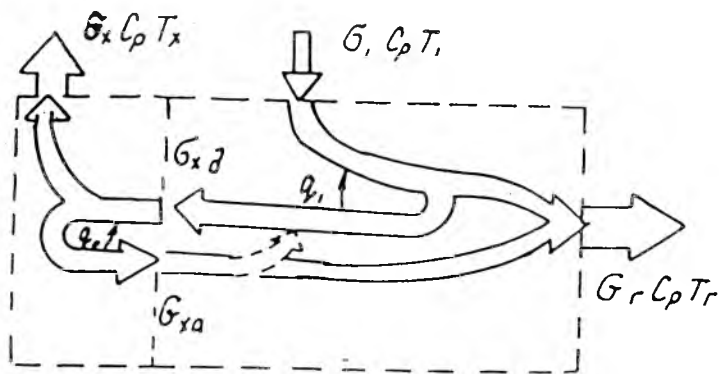


Рис. 5.3. Энтальпийная диаграмма идеализированного процесса в ДВТ с реверсом

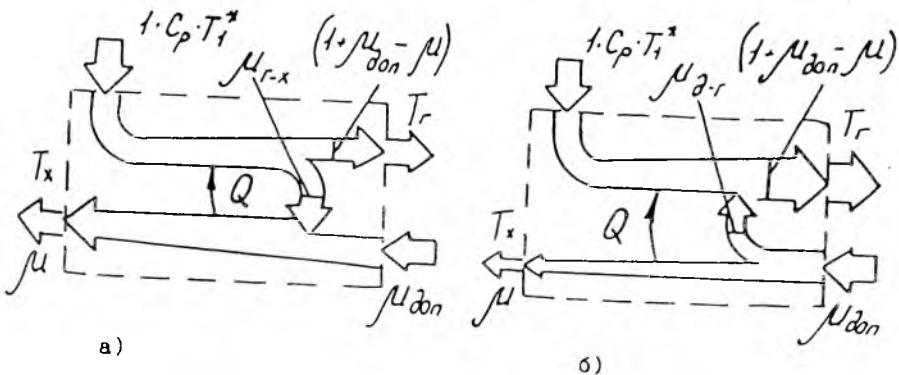


Рис. 5.4. Энтальпийные диаграммы идеализированного процесса в ВТДП: а) - при $\mu > \mu_{don}$; б) - при $\mu < \mu_{don}$

Пользуясь этим методом, можно определить температуру охлажденного и подогретого потоков газа в ВТ с учётом внешнего теплообмена через стенки камеры энергоразделения с окружающей средой. Если принять, что температура стенки камеры ВТ равна температуре подогретых периферийных слоёв газа $T_{Гд}$ (это справедливо в том случае, когда коэффициент теплоотдачи периферийных слоёв газа и теплопроводность стенки значительно превышает коэффициент теплоотдачи от стенки ВТ к окружающей среде), то тепловой поток, отводимый через стенку площадью F_K , будет равен

$$Q_{охл} = \alpha_{окр} F_K (T_{Гд} - T_{окр}). \quad (5.25)$$

Тогда уравнения (5.20, 5.21, 5.22) запишутся с учётом внешнего теплообмена:

- для процесса с изобарным отводом тепла

$$T_1 - \mu \tilde{T}_{хТ} - (1-\mu)T_2 - (T_{Гд} - T_{Г}) - \frac{Q_{охл}}{G_1 C_p} = 0, \quad (5.26)$$

$$T_1 - \mu \tilde{T}_{хТ} - (1-\mu)T_2 - \mu \frac{\tilde{T}_{хТ} + T_2}{2} \ln \left[\left(\frac{p_{Г}}{p_{Х}} \right)^{\frac{k-1}{k}} \cdot \frac{\tilde{T}_{хТ}}{T_2} \right] - \frac{Q_{охл}}{G_1 C_p} = 0. \quad (5.27)$$

- для процесса без изобарного отвода тепла

$$T_1 - \mu T_{хд} - (1-\mu)T_{Гд} - \frac{Q_{охл}}{G_1 C_p} = 0, \quad (5.28)$$

Температура T_2 определяется совместным решением уравнений (5.26) и (5.27)

$$T_2 = T_1 - (1-\mu)T_{Гд} - \mu \frac{\tilde{T}_{хТ} + T_2}{2} \ln \left[\left(\frac{p_{Г}}{p_{Х}} \right)^{\frac{k-1}{k}} \cdot \frac{\tilde{T}_{хТ}}{T_2} \right] - \frac{Q_{охл}}{G_1 C_p}. \quad (5.29)$$

Это уравнение решается методом итераций, т.к. в правой его части два неизвестных: T_2 и $T_{Гд}$, причём первое уточняется с каждой итерацией уравнения (5.29), а второе выражается из (5.26)

$$T_{Гд} = T_1 - \mu (T_2 - \tilde{T}_{хТ}) - \frac{\alpha_{окр} F_K (T_{Гд} - T_{окр})}{G_1 C_p}. \quad (5.30)$$

Уравнение (5.30) также решается методом итераций - совместно с (5.28) в каждом итерационном цикле. Температура охлаждённого потока газа находится из (5.28) подстановкой $T_{Гд}$ из (5.30):

или

$$T_{Хд} = T_{Гд} - T_z + \tilde{T}_{ХТ}$$

$$T_{Хд} = T_1 - (1-\mu)(T_z - \tilde{T}_{ХТ}) - \frac{\alpha_{окр} F_k}{G_1 C_p} [T_1 - T_{окр} + \mu(T_z - \tilde{T}_{ХТ})]. \quad (5.31)$$

Анализ уравнений (5.28...2.31) показывает, что для теплоизолированной ВТ ($q_{охл}=0$)

- при $\mu=0$ $T_z = T_{Гд} = T_{Хд} = T_1^*$;
- при $\mu=1$ $T_{Хд} = T_1$, что согласуется с действительными значениями.

Полученные из расчёта системы уравнений (5.29...5.31) значения температуры охлаждённого газа $T_{Хд}$ хорошо согласуются с экспериментальными данными различных авторов (рис. 5.2). Максимальная погрешность расчёта составляет 4%.

Следовательно, используя метод определения величины температуры выходящих потоков из охлаждаемой ВТ по действительной температуре, полученной при условии адиабатного распределения параметров газа в сопловом сечении, можно найти теоретические характеристики ОВТ.

5.2. Определение характеристик вихревого потока при реверсе вихревых труб

При реверсе в диафрагме ВТ образуется зона обратных токов (рис. 5.3). Аналитическое решение по методу А.П. Меркулова позволяет получить значения расходов газа в сечении диафрагмы: расход из ВТ $G_{Хд}$, расход газа внутрь ВТ $G_{Ха}$, а также значения осреднённых по радиусу температур этих потоков

$$T_{ХТ}^д = \frac{\int_{r_a}^{r_d} T^* G(r) dr}{\int_{r_a}^{r_d} G(r) dr}; \quad T_{ХТ}^а = \frac{\int_0^{r_a} T^* G(r) dr}{\int_0^{r_a} G(r) dr}$$

- В диафрагме возникает вторичный вихревой эффект, в результате кото-

рого газ с расходом $G_{\text{ха}}$ имеет температуру в реальном процессе за счёт обмена энергией так же, как и в основной вихревой зоне, ниже температуры газа с расходом $G_{\text{хд}}$. Если газ не подсасывается внутрь вихревой трубы, то реверс не происходит. На практике реверс устраняется применением радиально-щелевого диффузора на выходе охлаждённого потока.

Если же подсасываемый внутрь газ закручивается потоком, вытекающим через периферийную область отверстия диафрагмы, то проявляется вторичный вихревой эффект и возможен реверс. Для нахождения реальных температур $T_{\text{хд}}^{\text{д}}$ и $T_{\text{хд}}^{\text{а}}$ по теоретическим $T_{\text{хт}}^{\text{д}}$ и $T_{\text{хт}}^{\text{а}}$ необходимо представить термодинамические процессы аналогично тому, как это делалось ранее. В результате получается следующая система уравнений:

- для основного вихревого эффекта:

$$G_1 C_p T_1 + G_{\text{ха}} C_p T_{\text{хд}}^{\text{а}} - (G_{\text{т}} - G_{\text{ха}})^{\text{др}} C_p T_{z1} - G_{\text{хд}} C_p T_{\text{хт}}^{\text{д}} - G_{\text{ха}} C_p T_{\text{хд}}^{\text{а}} + q_1 = 0, \quad (5.21')$$

где
$$q_1 = (G_{\text{хд}} - G_{\text{ха}})^{\text{д}} \frac{T_{z1} + T_{\text{хт}}^{\text{д}}}{2} \text{Rln} \left[\frac{p_{\text{т}1}}{p_{\text{х}}} \left(\frac{T_{\text{хт}}^{\text{д}}}{T_{z1}} \right)^{\frac{k}{k-1}} \right];$$

$$G_1 C_p T_1 + (G_{\text{ха}} - G_{\text{ха}})^{\text{д}} C_p T_{\text{хд}}^{\text{а}} - (G_{\text{т}} - G_{\text{ха}})^{\text{др}} C_p T_{z1} - G_{\text{хд}} C_p T_{\text{хт}}^{\text{д}} - G_{\text{ха}} C_p T_{\text{хт}}^{\text{д}} - G_1 C_p (T_{\text{т}1} - T_{z1}) = 0; \quad (5.22')$$

$$G_1 C_p T_1 + (G_{\text{ха}} - G_{\text{ха}})^{\text{д}} C_p T_{\text{хд}}^{\text{а}} - (G_{\text{т}} - G_{\text{ха}})^{\text{др}} C_p T_{\text{т}1} - G_{\text{хд}}^{\text{а}} C_p T_{\text{хд}}^{\text{д}} = 0; \quad (5.23')$$

- для вторичного вихревого эффекта:

$$G_{\text{хд}} C_p T_{\text{хд}}^{\text{д}} - G_{\text{х}} C_p T_{z2} - G_{\text{ха}} C_p T_{\text{хт}}^{\text{а}} + q_2 = 0, \quad (5.21'')$$

где
$$q_2 = G_{\text{ха}} \frac{T_{z2} + T_{\text{хд}}^{\text{а}}}{2} \text{Rln} \left[\frac{p_{\text{х}}}{p_{\text{ос}}} \left(\frac{T_{\text{хт}}^{\text{а}}}{T_{z2}} \right)^{\frac{k}{k-1}} \right];$$

$$G_{\text{хд}} C_p (T_{\text{т}2} - T_{z2}) = q_2, \quad (5.22'')$$

$$G_{\text{хд}} C_p T_{\text{хд}}^{\text{д}} - G_{\text{х}} C_p T_{\text{т}2} - G_{\text{ха}} C_p T_{\text{хд}}^{\text{а}} = 0 \quad (5.23'')$$

Для того, чтобы система уравнений была замкнутой, необходимо определить соотношение между расходом газа $G_{\text{ха}}^{\text{др}}$ и $G_{\text{ха}}^{\text{д}}$. Очевидно, что поток газа из сечения диафрагмы может смешаться с периферийным потоком газа вблизи дросселя только в том случае, если его динамический напор больше разности величин давления подогретого газа и статического давления газа в сопловом сечении.

Радиус, на котором газ не может перетекать из диафрагмы к дросселю, определится из выражения:

$$r_{\text{г}} - r_{\text{гад}} = r_{\text{гад}} \frac{\frac{1}{2} V_{\text{т}}^2 + V_{\text{з}}^2}{2C_{\text{р}}}$$

Тогда расход газа, подсасываемого внутрь ВТ и смешиваемого с газом, выходящим из диафрагмы, будет равен:

$$G_{\text{ха}}^{\text{д}} = \int_0^{r_{\text{гад}}} \rho V_{\text{з}} \delta_{\text{з}} 2\pi r dr,$$

а расход газа, подсасываемого внутрь ВТ и выходящего через дроссель, равен

$$G_{\text{ха}}^{\text{др}} = G_{\text{ха}} - G_{\text{ха}}^{\text{д}}.$$

Если на диафрагме установлен радиально-щелевой диффузор, как отмечалось выше, то

$$G_{\text{ха}}^{\text{др}} = 0, \quad G_{\text{ха}}^{\text{д}} = G_{\text{ха}}.$$

5.3. Уточнение характеристик вихревой трубы с дополнительным потоком.

При введении в ВТ со стороны дросселя дополнительного потока расходом $G_{\text{доп}}$ и температурой $T_{\text{доп}}$ возможны два варианта течения в зависимости от доли холодного потока (рис. 5.4).

Для схемы (рис. 5.4, а) термодинамический процесс, приводящий к адиабатному распределению параметров газа в сопловом сечении, отличается от реального процесса теплообмена в ВТ с дополнительным потоком тем, что от подогретого потока газа и от дополнительного потока изобарически отводится тепло, которое в реальном процессе пе-

редаётся периферийному потоку газа от приосевых слоёв.

От подогретого газа, расходом G_1 необходимо отвести тепло

$$Q_1 = -G_1 C_p (T_r - T_{z1})$$

или, выражая его через изменение энтропии, можно записать

$$Q_1 = Q_1 \approx (G_1 - G_r) \frac{T_{z1} + T_{xT}}{2} R \ln \left[\frac{p_r}{p_x} \left(\frac{T_{xT}}{T_{z1}} \right)^{\frac{k}{k-1}} \right].$$

От дополнительного потока в единицу времени также необходимо отвести тепло

$$Q_2 = -G_{\text{доп}} C_p (T_{\text{доп}} - T_{z2}),$$

или, выражая эту величину через изменение энтропии, получаем

$$Q_2 = Q_2 \approx G_{\text{доп}} \frac{T_{z2} + T_{xT}}{2} R \ln \left[\frac{p_{\text{доп}}}{p_x} \left(\frac{T_{xT}}{T_{z2}} \right)^{\frac{k}{k-1}} \right].$$

Таким образом, для схемы (рис. 5.4, а) можно составить систему уравнений, аналогичную рассмотренной системе (5.21...5.23):

$$G_1 C_p T_1 + G_{\text{доп}} C_p T_{\text{доп}} - G_r C_p T_{z1} - G_x C_p T_{xT} + Q_1 + Q_2 = 0 \quad (5.32)$$

$$-G_{\text{доп}} C_p (T_{\text{доп}} - T_{z2}) = G_{\text{доп}} \frac{T_{z2} + T_{xT}}{2} R \ln \left[\frac{p_{\text{доп}}}{p_x} \left(\frac{T_{xT}}{T_{z2}} \right)^{\frac{k}{k-1}} \right]. \quad (5.33)$$

$$-G_1 C_p (T_r - T_{z1}) = (G_1 - G_r) \frac{T_{z1} + T_{xT}}{2} R \ln \left[\frac{p_r}{p_x} \left(\frac{T_{xT}}{T_{z1}} \right)^{\frac{k}{k-1}} \right]. \quad (5.34)$$

$$G_1 C_p T_1 + G_{\text{доп}} C_p T_{\text{доп}} - G_r C_p T_r - G_x C_p T_x = 0. \quad (5.35)$$

Для схемы (рис. 5.4, б) термодинамический процесс, приводящий к адиабатному распределению параметров газа, получается, если от части дополнительного потока, образующей охлажденный поток, изобари-

чески отводится тепло $q = G_x C_p (T_{доп} - T_z)$ или выражая эту величину через изменение энтропии, можно записать

$$q = \dot{q} = G_x \frac{T_z + T_{хТ}}{2} \operatorname{Rln} \left[\frac{p_{доп}}{p_x} \left(\frac{T_{хТ}}{T_z} \right)^{\frac{k}{k-1}} \right]$$

Тогда для схемы (рис. 5.4) составляется следующая система уравнений:

$$G_1 C_p T_1 + G_x C_p T_{доп} - G_T C_p T_{Г1} - G_x C_p T_{хТ} + \dot{q} = 0 \quad (5.36)$$

$$-G_x C_p (T_{доп} - T_z) = G_x \frac{T_z + T_{хТ}}{2} \operatorname{Rln} \left[\frac{p_{доп}}{p_x} \left(\frac{T_{хТ}}{T_z} \right)^{\frac{k}{k-1}} \right] \quad (5.37)$$

$$G_1 C_p T_1 + G_x C_p T_{доп} - G_T C_p T_{Г1} - G_x C_p T_x = 0 \quad (5.38)$$

Температура подогретого потока, образованного из газового потока G_1 и части дополнительного потока расходом $(G_{доп} - G_x)$, определяется из баланса энтальпий:

$$(G_1 + G_{доп} - G_x) C_p T_{Г} = (G_{доп} - G_x) C_p T_{доп} + G_1 C_p T_1$$

Расчёты по предложенному методу велись для конструкции ВТ и режимов её работы, описанных в /3/, сравнение результатов расчётов и экспериментов показывают их качественную сходимость (рис.5.5).

6. Учёт влияния пограничного слоя диафрагмы на эффективность работы вихревой трубы.

Значительное снижение температурного эффекта энергетического разделения газового потока в ВТ связано с подмешиванием к холодному потоку тёплого пограничного слоя, текущего по плоскости диафрагмы. Этот слой в значительной степени определяет влияние масштабного фактора на повышение относительной температуры холодного потока ВТ. Для уточнения расчётной температуры вихревых труб различных конструкций необходимо определить влияние турбулентного пограничного слоя газа, текущего по торцевой поверхности ВТ к отверстию в диаф-

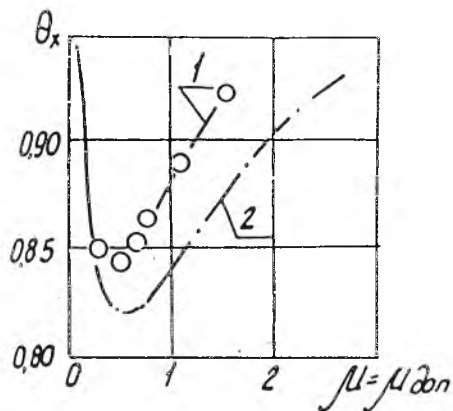


Рис. 5.5. Сравнение результатов расчета и эксперимента для двухконтурной ВТ: о - опытные данные для $\pi=4$; 1 - расчет по методу автора; 2 - предельные характеристики.

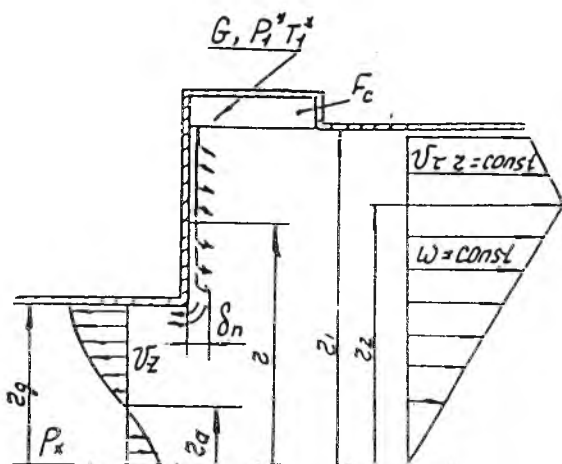


Рис. 6.1. Схема течения пограничного слоя на стенке диафрагмы

рагме.

Высокий радиальный градиент статического давления в круговом потоке соплового сечения (порядка 10^5 Па на миллиметр длины радиуса) создаёт значительный радиальный расход пограничного слоя по плоскости диафрагмы, соизмеримый с расходом холодного потока, особенно при больших степенях расширения и малых значениях массовой доли холодного потока.

Пограничный слой формируется (рис. 6.1) на периферийном радиусе r_1 из элементов внешнего свободного вихря, имеющих полную температуру T_1^* , подаваемого в вихревую трубу сжатого газа, кроме того, пограничный слой толщиной δ_n движется вдоль тёплой стенки диафрагмы. Теплообмен пограничного слоя с охлаждённым вынужденным вихрем практически исключён, так как при радиально-круговом движении пограничного слоя имеет место непрерывный расход его в вынужденный вихрь. Этот расход создаёт динамическую тепловую изоляцию пограничного слоя от вихря соплового сечения. Поэтому с достаточной степенью точности можно утверждать, что температура пограничного слоя на всей плоскости остаётся неизменной и равной T_1^* .

При превышении давления в круговом потоке соплового сечения на радиусе r_d отверстия диафрагмы над статическим давлением p_x за диафрагмой, в первую очередь через отверстие диафрагмы начинает вытекать тёплый пограничный слой. Подмешивание пограничного слоя к вытекающему холодному потоку может заметно влиять на температуру последнего, снижая эффект его охлаждения (или эффект подогрева на режиме его реверса).

Для проведения расчёта используем решение, полученное в работе /16/ для осесимметричного пограничного слоя на неподвижной плоской стенке бесконечного радиуса при вращении над ней газа с постоянной по радиусу угловой скоростью ω .

Условие постоянства угловой скорости $\omega = \text{const}$ во внешнем от пограничного слоя потоке вполне допустимо на том основании, что при практически используемых умеренных степенях расширения $1,5 < \pi < 8$ свободный вихрь в сопловом сечении распространяется на незначительном периферийном отрезке радиуса от (r_1 до r_2), а вынужденный приосевой вихрь занимает основную радиальную протяжённость (от r_1 до оси). Периферийный свободный вихрь, в котором формируется пограничный слой диафрагмы, определяет только граничные условия на r_2 , отражается в значениях интегральных величин, а не в закономерности течения пограничного слоя в области вынужденного вихря от r_2 до r_d .

Для получения решения в работе /15/ проведено исследование

профиля скорости пограничного слоя диафрагмы, оказавшимся близким к закону $1/r$, и получено выражение для объемного расхода пограничного слоя на радиусе r_d отверстия диафрагмы в таком виде

$$V = 3,14 \cdot B \cdot r_d^2 \sqrt{\omega \cdot \nu} \quad (6.1)$$

где ν - кинематическая вязкость, B - постоянный коэффициент, определяемый профилем скорости по толщине пограничного слоя и граничным условиям на r_2 . Экспериментально установлено значение $B=2,5$ в диапазоне $1,1 < \pi < 8$. Из (6.1) можно найти и массовый расход пограничного слоя

$$G_n = V_n \rho_n \quad (6.2)$$

Используя уравнение состояния для пограничного слоя и выражения для статических давлений p_d на радиусе отверстия диафрагмы и p_1 на радиусе r_1 соплового сечения получаем:

$$p_d = p_1 \left[\left(\frac{p_1}{p_{0c}} \right)^{\frac{k-1}{k}} + \frac{(k-1)M_1^2}{2\Gamma_2^4} \left(\frac{r_1}{r_d} \right)^{\frac{k}{k-1}} \right] \quad (6.3)$$

После подстановки (5.41) выражение (5.40) приводится к виду:

$$G_n = \frac{7,85 \Gamma_2^2 p_1}{R T_1^*} \left[\frac{2}{k+1} \left(\frac{p_1}{p_{0c}} \right)^{\frac{k-1}{k}} + \frac{(k-1)M_1^2}{2\Gamma_2^4} \left(\frac{r_1}{r_d} \right)^{\frac{k}{k-1}} \right] \sqrt{\omega \cdot \nu} \quad (6.4)$$

Общий расход G_1 через входное сопло ВТ определяется выражением (5.13), относительный массовый расход μ_n пограничного слоя может быть определен

$$\mu_n = \frac{G_n}{G_1} \quad (6.5)$$

Вполне очевидно, что при заданных газодинамических параметрах на входе и выходе вихревой трубы угловая скорость зависит от ее абсолютных размеров и может быть выражена через окружную скорость $v_{\tau 1}$

на периферии трубы в виде

$$\omega = \frac{v\tau_1}{\bar{\Gamma}_2^2 \Gamma_1} \quad (6.6)$$

Используя выражения

$$M_1 = \frac{v\tau_1}{\sqrt{kRT_1}}; \quad T_1 = \frac{T_1^*}{1 + \frac{k-1}{2} M_1^2} \quad (6.7)$$

с учётом (5.43) выражение для μ_n преобразуется к виду:

$$\mu_n = \frac{5 \cdot \bar{\Gamma}_d^2 \left[\left(\frac{p_1}{p_{oc}} \right)^{\frac{k-1}{k}} + \frac{(k-1)M_1^2}{2\bar{\Gamma}_2^4} \bar{\Gamma}_d^2 \right]^{\frac{k}{k-1}}}{(k+1) \cdot \bar{F}_c \cdot \bar{\Gamma}_2} \sqrt{\frac{v}{v\tau_1 \cdot \Gamma_1}} \quad (6.8)$$

Анализируя последнее выражение, можно выявить ряд особенностей, объясняющих влияние пограничного слоя на характеристики вихревой трубы.

Основной наиболее интересной особенностью является то, что относительный массовый расход пограничного слоя является функцией абсолютного размера (r_1) вихревой трубы. Этим, в основном, объясняется влияние масштаба вихревой трубы на её характеристики - с уменьшением r_1 увеличивается μ_n , т.е. степень влияния теплого пограничного слоя на холодный поток.

Второй особенностью является зависимость μ_n от относительной площади \bar{F}_c входных сопел. С ростом последней уменьшается μ_n .

Увеличение относительного отверстия диафрагмы $\bar{\Gamma}_d$ приводит к возрастанию μ_n .

При увеличении в вихревой трубе степени расширения π величина μ_n несколько увеличивается, так как при этом уменьшается относительный радиус \bar{r}_2 разделения вихрей.

Найдём зависимость температуры холодного потока от величины μ_n в случае подмешивания пограничного слоя к холодному потоку.

Полная температура холодного потока $T_{хп}^*$ с учётом подмешивания пограничного слоя определяется из уравнения теплового баланса

$$(\mu + \mu_n)T_{хп}^* = \mu T_x^* + \mu_n T_1^* .$$

Отсюда можно выразить относительную температуру $\theta_{хп}$ холодного потока в случае подмешивания к нему пограничного слоя

$$\theta_{хп} = \frac{T_{хп}^*}{T_1^*} = \frac{\mu \theta_x + \mu_n}{\mu + \mu_n} = \frac{\theta_x + \frac{\mu_n}{\mu}}{1 + \frac{\mu_n}{\mu}} .$$

На рис. 6.2 представлены расчётные зависимости влияния пограничного слоя на относительную температуру холодного потока как функции μ и g_1 при $\pi=5$ и $F_c=0,1$ для а) $g_d=0,4$; б) $g_d=0,5$; в) $g_d=0,6$. Анализ зависимостей показывает, что с уменьшением μ степень влияния пограничного слоя на θ_x возрастает, особенно в области $\mu < 0,2$, достигая 20...40%. При $\mu > 0,5$ степень влияния снижается до 2...3%. Степень влияния заметно возрастает и с уменьшением абсолютных размеров (g_1) вихревой трубы, особенно в области $g_1 < 0,01$ м, имея приблизительно обратную квадратичную зависимость от радиуса вихревой трубы.

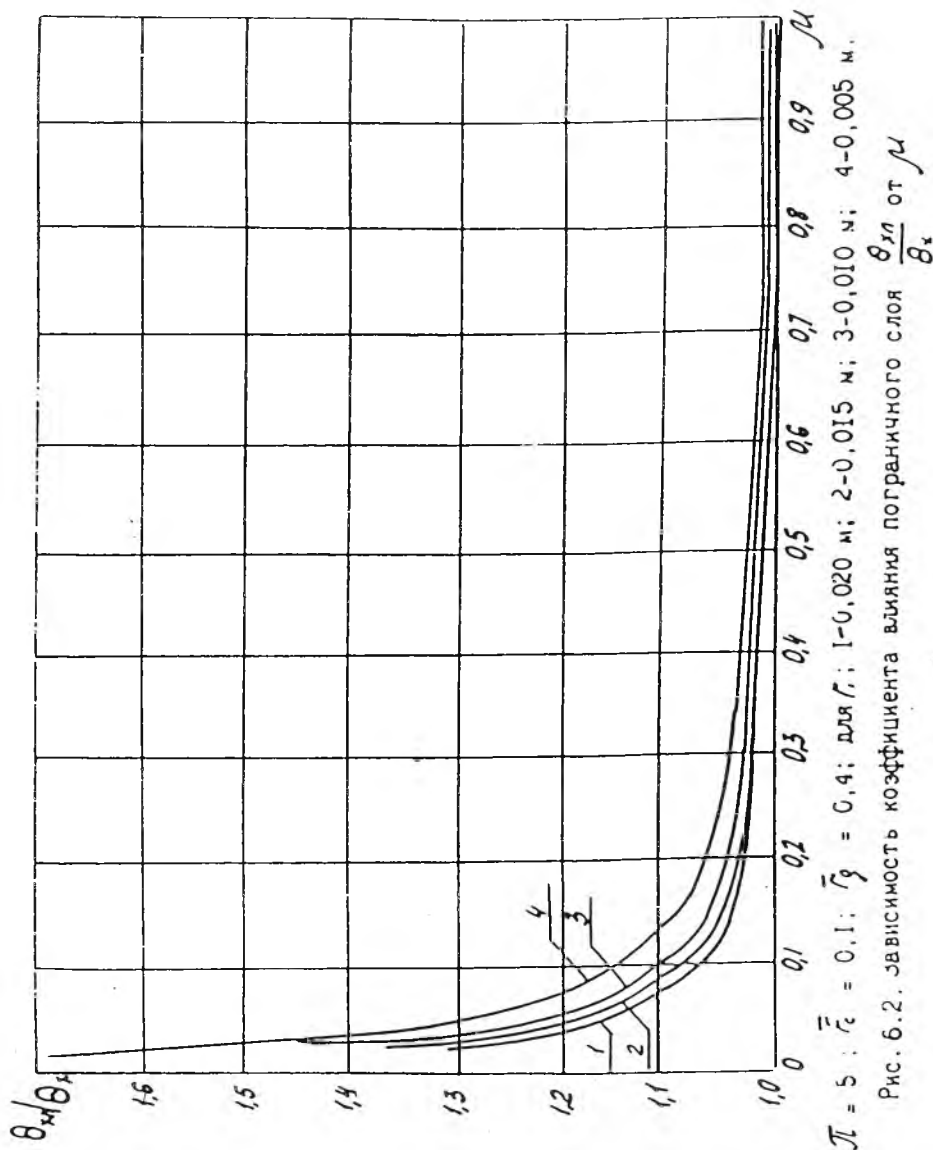
С ростом относительного диаметра g_d отверстия диафрагмы степень влияния возрастает при всех μ для всех значений абсолютных размеров вихревой трубы.

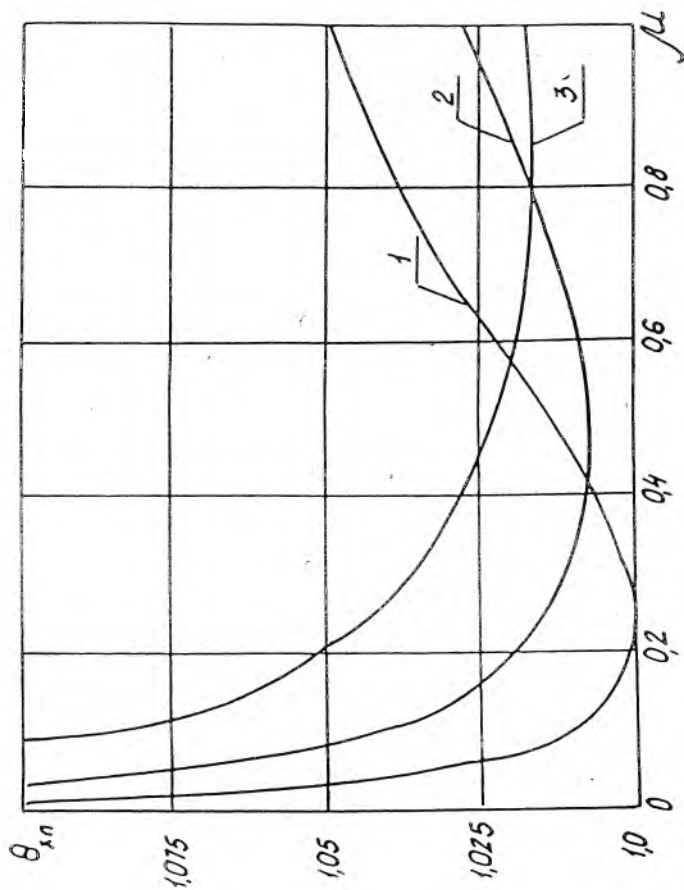
На рис. 6.3 и 6.2. приведены предельные и расчётные характеристики вихревой трубы, построенные с учётом эффекта подмешивания пограничного слоя на температуру холодного потока для значений $\pi=5$ $F_c=0,08; 0,1$ $g_1=0,005; 0,20$ м и $g_d=0,4; 0,5; 0,6$.

Из рисунков видно, что расчётные характеристики заметно приближаются к полученным в экспериментальных исследованиях данным.

Рис. 6.2...6.4 иллюстрируют влияние масштабного фактора на относительную температуру холодного потока и позволяют вывести выражение для внесения поправки на масштаб при расчёте вихревой трубы.

Графики (рис. 6.4... 6.6) позволяют оценить влияние степени расширения ($\pi=3; 5; 8$) на характеристики вихревой трубы при неизменных значениях остальных параметров. С ростом π уменьшается общий уровень значений $\theta_{хп}$ и минимумы каждой кривой смещаются к меньшим





$\pi = 5$; $\bar{r}_c = 0,1$; $r = 0,02$ м для \bar{r}_g ; 1-0,4; 2-0,5; 3-0,6
 Рис.6.3. Зависимость θ_{xn} от μ

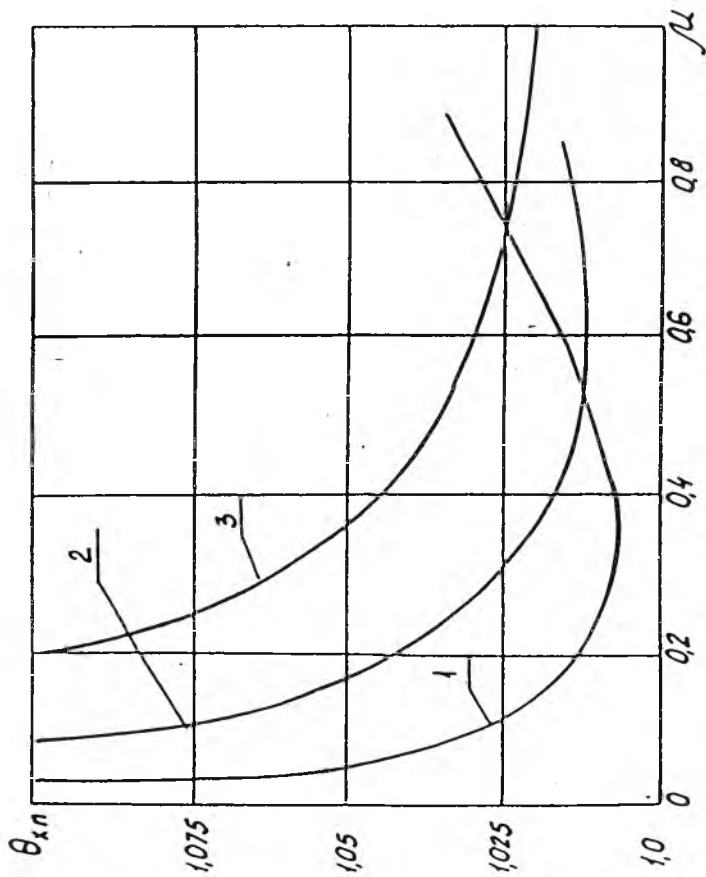
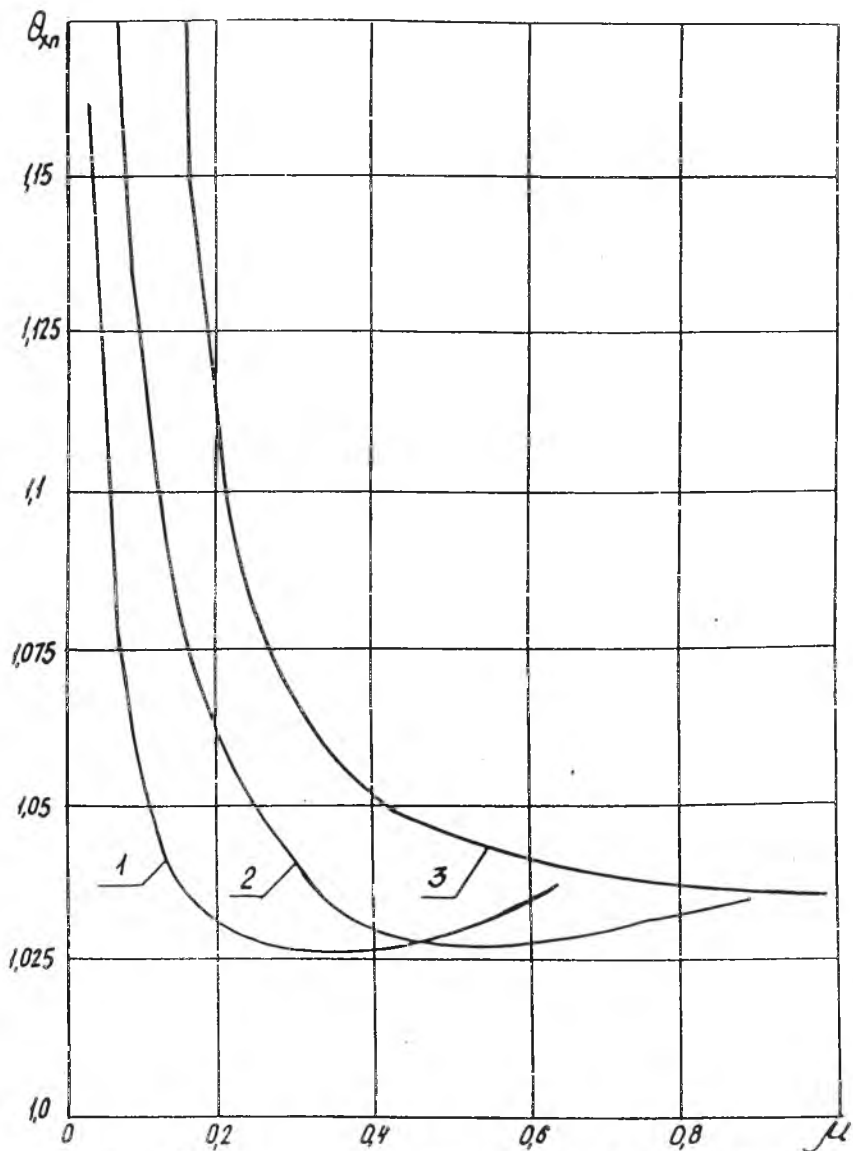


Рис. 6.4. Зависимость $\theta_{\chi n}$ от μ . $\pi = 5$ $\bar{\epsilon} = 0,08$;

$\bar{\gamma} = 0,005$ и для $\bar{\gamma}$; 1-0,4; 2-0,5; 3-0,6.



$\bar{L} = 3; \bar{F}_c = 0,1; \bar{r} = 0,005 \text{ м для } \bar{g} : 1-0,4; 2-0,5; 3-0,6.$

Рис. 6.5. Зависимость θ_{xp} от μ

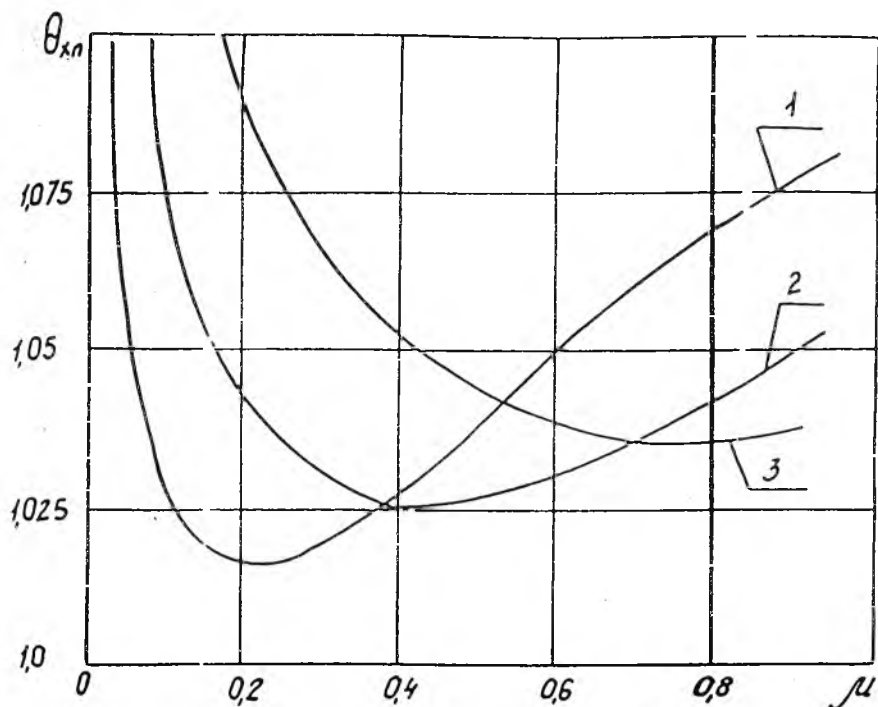


Рис. 6.6. Зависимость θ_{\min} от μ ; $\pi = 8$; $\bar{F}_c = 0,1$;
 $\bar{\Gamma} = 0,005m$ для $\bar{\gamma}_0$; 1-0,4; 2-0,5; 3-0,6

значениям μ .

Сравнение характеристик (рис. 6.4...6.6) показывает влияние F_c для значений 0,1 и 0,08 на относительную температуру ВТ. Увеличение F_c в рассматриваемых пределах практически не приводит к снижению значений $\vartheta_{хп}$, но смещает характеристики в сторону меньших значений μ .

Если учесть, что холодопроизводительность вихревой трубы, а следовательно, и её адиабатный КПД, являются функцией произведения $(1-\vartheta_{хп}) \cdot \mu$, то можно сказать, что всегда при проектировании вихревой трубы целесообразно выбирать меньшие значения относительной площади сопла F_c . Характер изменения зависимостей $\vartheta_{хп}$ от различных параметров позволяет разработать обоснованную систему коэффициентов для расчёта вихревых труб. Следует также отметить, что подсос пограничного слоя повышает значения $\vartheta_{хп}/\vartheta_x$ на 10...15% (рис. 6.2...6.4). Влияние подсоса пограничного слоя с ростом степени расширения возрастает.

7. Метод расчёта параметров газового потока в самовакумирующейся вихревой трубе.

Самовакумирующаяся вихревая труба (СВТ) представляет собой цилиндрическую вихревую трубу, закрытую с одного торца плоской стенкой, а с другого конца совмещённую с радиально-щелевым диффузором. К плоской стенке прилегает тангенциальный сопловой ввод. Передняя стенка радиального диффузора сопрягается с трубой по окружности или лемнискате. В приосевой зоне трубы располагается металлический стержень, служащий теплоотводом. Основные геометрические размеры СВТ приведены на рис. 7.1.

Тангенциальный сопловой ввод газа в СВТ обеспечивает вращательное движение газа в ней, которое за счёт центробежных сил создаёт радиальный градиент давления. В результате на оси трубы образуется область газа с пониженным давлением и температурой. Большая величина скорости газа в трубе и большая степень его турбулентности обеспечивают интенсивный отвод тепла от стержня, помещённого на оси трубы.

Подавая в СВТ газ под давлением (обычно располагаемая степень расширения газа $\pi = 1,1...8$), можно получить на оси трубы температуру газа более низкую (на 10...120 К), чем температура газа, входящего в СВТ. Используя стержень в приосевой зоне как теплоотвод, можно понижать температуру и снимать тепловую нагрузку с объекта охлаждения.

Метод расчёта параметров газа в СВТ основан на использовании

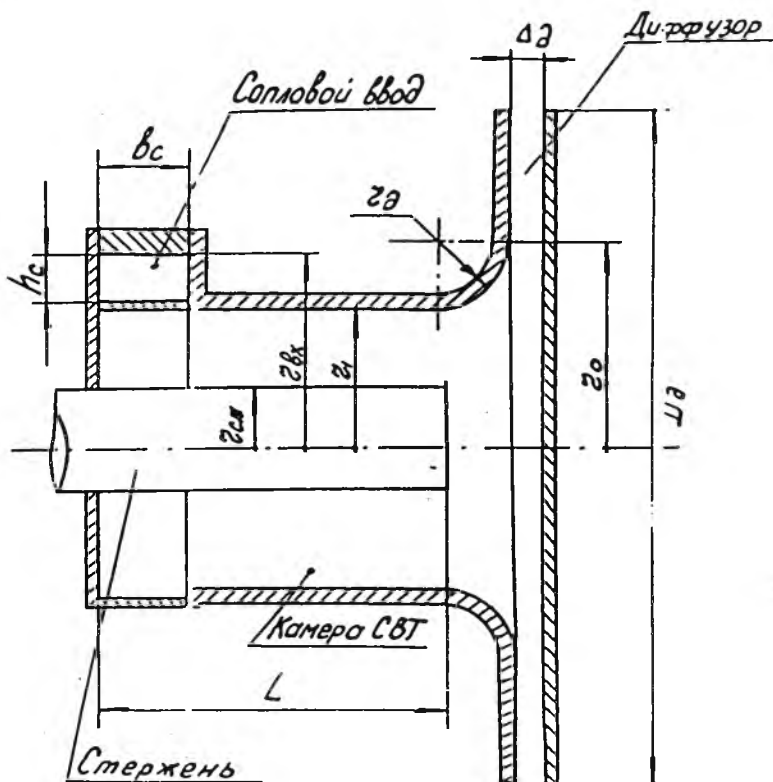


Рис. 7.1. Схема и основные геометрические размеры СВТ

газодинамической поправки для течения газа в тангенциальном сопле и критериального уравнения для коэффициента теплоотдачи от цилиндрического стержня к вращающемуся газу. С помощью этого метода можно определять температуру и давление на любом радиусе СВТ, расход газа через неё, а также температуру стержня-теплопровода, помещённого на оси трубы, с подведением тепловой нагрузки и без неё. Основное отличие СВТ от расходных ВТ заключается в отсутствии холодного потока ($\mu=0$). Это накладывает свои особенности на расчёт параметров СВТ с использованием Гипотезы взаимодействия вихрей.

После интегрирования уравнения сохранения количества движения получим следующее распределение давления по радиусу СВТ:

в свободном вихре

$$p = p_1 \left[1 - \frac{(k-1)M_1^2}{2} \left(\frac{1}{\bar{r}_2^2} - 1 \right) \right]^{\frac{k}{k-1}} \quad (7.1)$$

в вынужденном вихре

$$p = p_1 \left[\left(\frac{p_{ос}}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} + \frac{(k-1)M_1^2}{2} \left(\frac{\bar{r}^2}{\bar{r}_2^4} \right) \right]^{\frac{k}{k-1}} \quad (7.2)$$

Число M_1 на периферии СВТ можно найти, если известны полное и статическое давления на r_1 из (5.8). Расход газа через входное сопло определится по (5.13) из учёта $G_1=G$. В формуле (5.8) присутствует величина составляющей скорости M_z . Можно принять величину осевой скорости в потенциальной области течения постоянной по радиусу. Тогда расход газа через потенциальную область течения ($r_2 < r < r_1$) запишется как

$$G = \frac{M_z D_{\text{ж}} \sqrt{k} \cdot 6,28 \cdot r_1^2 \int_{\bar{r}_2}^1 \left[1 - \frac{k-1}{2} M_1^2 \left(\frac{1}{\bar{r}^2} - 1 \right) \right]^{\frac{1}{k-1}} \bar{r} d\bar{r}}{\quad} \quad (7.3)$$

$$\sqrt{RT_1} \left[1 - \frac{k-1}{2} (M_1^2 + M_z^2) \right]^{\frac{k+1}{2(k-1)}}$$

Совместным решением (6.5) и (7.3) находится M_z :

$$M_z = \frac{F_c}{2} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{2(k-1)}} \left[1 + \frac{k-1}{2} (M_1^2 + M_z^2) \right]^{\frac{k+1}{2(k-1)}} \frac{p_1^*}{p_k^*} \times$$

$$\times \frac{\bar{q}(\lambda)}{\int_{\bar{\Gamma}_2}^1 \left[1 - \frac{k-1}{2} M_1^2 \left(\frac{1}{\bar{\Gamma}^2} - 1 \right) \right]^{\frac{k-1}{k-1}} \bar{\Gamma} d\bar{\Gamma}}$$
(7.4)

В формулах (5.8) и (6.6) присутствует величина полного давления p_k^* , которая находится с учётом потерь при расширении газа после тангенциального входного сопла:

$$p_k = p_1^* - \zeta_c \rho_c \frac{v_c^2}{2},$$

где ζ_c - коэффициент потерь на расширение в сопле, ρ_c , v_c - плотность и скорость газа на выходе из сопла.

Применяя газодинамические функции, последнюю формулу можно переписать в виде:

$$p_k = p_1^* \left[1 - \zeta_c \frac{k}{k+1} \lambda_c^2 \cdot \varepsilon(\lambda_c) \right]$$
(7.5)

Коэффициент потерь ζ_c можно подсчитать по эмпирической формуле:

$$\zeta_c = \frac{183,6}{Re^{0,533}} \left[1 - \frac{\bar{F}_c}{\pi(1-\bar{\Gamma}_2^2)} \right]^2$$
(7.6)

Однако, для полного газодинамического расчёта СВТ необходимо наложить следующие ограничения на значения рассчитываемых величин:

- из принципа максимального расхода через тангенциальный сопловой ввод следует $\lambda_c < \lambda_{скр.}$, при которой $q(\lambda) = \max$;
- из недопущения сверхкритической скорости на стенке камеры СВТ $M_1 < 1$.

Параметры газа на оси СВТ определяются как:

$$p_{oc} = p_1 \left[1 - \frac{k-1}{2} M_1^2 \left(\frac{1}{\bar{\Gamma}_2^2} - 1 \right) \right]^{\frac{k}{k-1}}; \quad (7.7)$$

$$\kappa_{oc} = \frac{p_1^*}{p_{oc}} = \frac{p_1^*}{p_1 \left[1 - \frac{k-1}{2} M_1^2 \left(\frac{1}{\bar{\Gamma}_2^2} - 1 \right) \right]^{\frac{k}{k-1}}}$$

где $\kappa_{oc} = \kappa^*$ - степень расширения воздуха в вихре.
Относительная температура по оси СВТ

$$\theta_{oc} = \frac{T_{oc}}{T_1^*} = \frac{1 - \frac{k-1}{2} M_1^2 \left(\frac{1}{\bar{\Gamma}_2^2} - 1 \right)}{1 + \frac{k-1}{2} M_1^2} \quad (7.8)$$

Если сделать допущение о том, что размещение на оси СВТ круглого стержня не изменяет газодинамики в ней, то нетрудно найти давление и температуру торможения на любом радиусе стержня:

- скорость на стержне радиусом $\Gamma_c < \Gamma_2$

$$v_c = M_1 \sqrt{kRT_1^*} \frac{\bar{\Gamma}_c}{\bar{\Gamma}_2^2}$$

- статическое давление

$$p_{rc} = p_1 \left[\left(\frac{p_{oc}}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} + \frac{(k-1)M_1^2}{2} \left(\frac{\bar{\Gamma}_c^2}{\bar{\Gamma}_2^4} \right) \right]^{\frac{k}{k-1}} \quad (7.9)$$

Относительная температура потока на внешнем радиусе стержня

$$\theta_c = \frac{T_{rc}^*}{T_1^*} = \frac{T_{oc}}{T_1^*} + \frac{(k-1)M_1^2}{1 + \frac{k-1}{2} M_1^2} \left(\frac{\bar{\Gamma}_c}{\bar{\Gamma}_2} \right)^2 \quad (7.10)$$

Если на стержне выделяется тепловая мощность N , то температура стержня будет

$$T_c = T_{rc}^* + \frac{N}{\alpha \cdot F_c},$$

где коэффициент теплоотдачи α определяется из критериального уравнения

$$Nu = 0,739 \cdot Re^{0,8} \quad (7.11)$$

Здесь число Рейнольдса $Re = \frac{\rho_c v_c d_r}{\mu}$.

Изменяя величину $\bar{\Gamma}_2$, рассчитываются все остальные параметры, находится максимальное значение энтропии потока, которому будет соответствовать истинное значение $\bar{\Gamma}_2$, полученное из вариационного принципа максимума энтропии потока.

Полное давление на входе в диффузор определяется как

$$P_{диф}^* = P_n + \zeta_{диф} \cdot \rho_2 \cdot \frac{v_2^2}{2}, \quad (7.12)$$

где ρ_2 , v_2 - параметры газа на радиусе r_2 .

Коэффициент потерь давления в диффузоре $\zeta_{диф}$ определяется по методу эквивалентного диффузора

$$\zeta_{диф} = 0,031 + 0,064 (\delta_{эkv} - 12)^2 \quad (7.13)$$

Числовые коэффициенты в (7.13) подбирались по экспериментальным данным замера полного давления в радиально-щелевом диффузоре СВТ. Эквивалентный угол раскрытия диффузора определялся как

$$\delta_{\text{экс}} = 2 \arctg \left[\frac{0,392 \cdot M_z}{\sqrt{(M_1^2 + M_z^2) \cdot (1 + \bar{D}_{\text{диф}})}} \right] \quad (7.14)$$

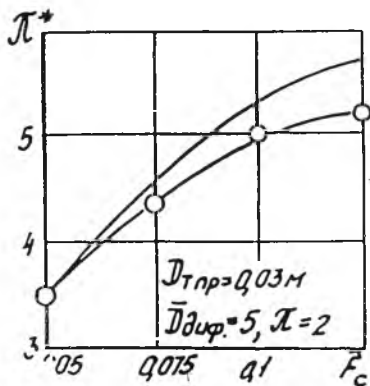
Принимая допущение о равенстве P_k и $P_{\text{диф}}$, можно получить из (7.7) выражение для статического давления P_1 на стенке камеры СВТ:

$$P_1 = P_k^* / \left\{ \left[1 - \frac{k-1}{2} M_1^2 \left(\frac{1}{\bar{G}_2^2} - 1 \right) + \frac{k}{2} \left(\frac{M_1^2}{\bar{G}_2^2} + M_z^2 \right) \right] \times \right. \\ \left. \times \left[1 - \frac{k-1}{2} M_1^2 \left(\frac{1}{\bar{G}_2^2} - 1 \right) \right]^{\frac{1}{k-1}} \right\}, \quad (7.15)$$

которое замыкает систему уравнений относительно M_1 , P_k , \bar{G}_2 , P_1 для расчёта СВТ.

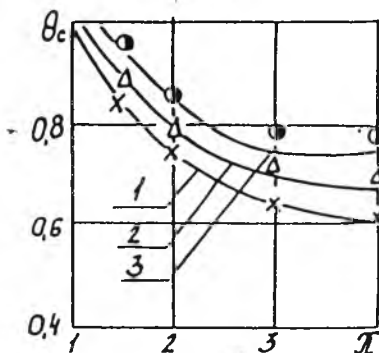
На рис. 7.2 и 7.3 приведены значения качественно совпадающих с опытными данными $q(\lambda)$, $\lambda_{\text{ос}}$, следовательно, предложенный метод расчёта СВТ позволяет при определённой геометрии СВТ определять температуру стержня (тепловода) на заданных режимах.

На рис. 7.4 представлены результаты расчёта СВТ при различных давлениях и температурах на входе, при мощности тепловыделения $N=3$ Вт и допустимой температуре стержня $T_{\text{доп}} < 293$ К. Каждому диаметру соответствует оптимальный диффузор. Допустимая относительная температура показана на этих графиках пунктирной линией. С помощью этих графиков можно выбрать минимальный диаметр СВТ, обеспечивающий работоспособность ВСО на всех режимах при оптимальной величине диаметра диффузора $\bar{D}_{\text{диф}}=5$. Однако, из конструктивных соображений диаметр диффузора может быть ограничен. В этом случае расчёт позволяет выбрать оптимальный диаметр трубы СВТ с учётом недоразмерности диффузора.



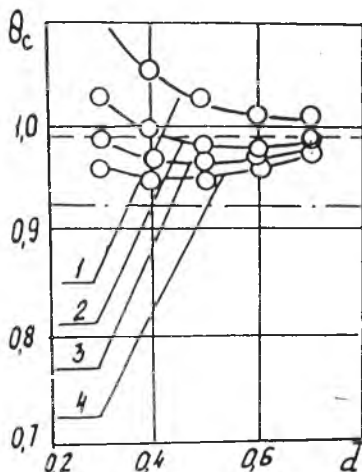
— расчет, — о — эксперимент

Рис. 7.2. Зависимость $\Pi_{\text{к}}$ от F_c

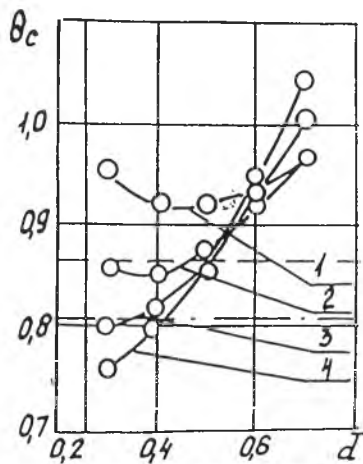


χ, Δ, O - опытные данные, $\bar{\epsilon}_{\text{ог}} = 0.3$, 1, 2, 3 - расчет;
1, χ - $N = 0 \text{ Вт}$ 2, Δ - $N = 5 \text{ Вт}$; 3, O - $N = 10 \text{ Вт}$

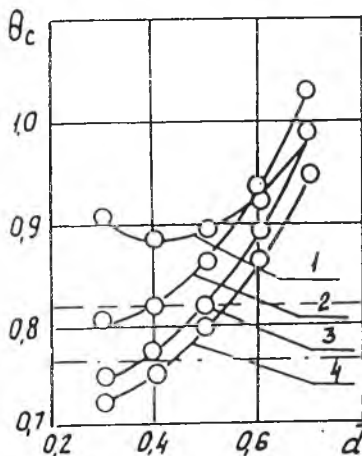
Рис. 7.3. Зависимость θ_c от тепловой нагрузки на стержень и степени расширения СВТ.



а) $\Pi = 1,163$ $T_1^* = 296$ К



б) $\Pi = 1,865$ $T_1^* = 338$ К



$N = 3$ Вт; $\bar{D} = 5$

1 - $D_{TP} = 15$ мм

2 - $D_{TP} = 20$ мм

3 - $D_{TP} = 25$ мм

4 - $D_{TP} = 30$ мм

Рис. 7.4.

Зависимость относительной температуры стержня от его диаметра

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате теоретического исследования работы ВТ на основе гипотезы взаимодействия вихрей и экспериментальных исследований процесса энергоразделения разработан метод расчёта характеристик ДВТ, ОБТ, СВТ с использованием газодинамической, термодинамической и тепловой поправок.

Учёт эмпирических поправок позволяет провести математическое моделирование процессов ВТ в авиационных вихревых системах охлаждения. По предложенному методу разработаны методики и программы расчёта действительных характеристик вихревых труб для авиационных систем охлаждения и возможно проводить расчёт ВСО.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Барсуков С.И., Кузнецов В.И. Вихревой эффект Ранка. - Иркутск: Изд-во Иркут. ун-та, 1983. - 121 с.
2. Мартыновский В.С., Алексеев В.П. Исследование эффекта вихревого температурного разделения газов и паров: Журнал технической физики. - М.Л.: 1956, т.26, вып.10. - с.2303...2315.
3. Меркулов А.П. Вихревой эффект и его применение в технике. - М.: Машиностроение, 1969. - 182 с.
4. Патент США1.952.281. кл.62-170, опубл. 27.03.34.
5. Соколов Е.А., Бродянский В.М., Энергетические основы трансформации тепла и процессов охлаждения. - М.: Энергия, 1968. - 336 с.
6. Под ред. А.П.Меркулова. Труды 1-й ВНТК "Некоторые вопросы исследования вихревого эффекта и его промышленное применение" / КуАИ- Куйбышев: 1974. - с. 138-142.
7. Под ред. А.П.Меркулова. Труды второй ВНТК "Вихревой эффект и его применение в технике" / КуАИ, Куйбышев: 1976. - с. 90-96.
8. Под ред. А.П.Меркулова. Труды 3-й ВНТК Вихревой эффект и его промышленное применение / КуАИ, Куйбышев: 1981. - с. 90-92.
9. Под ред. А.П.Меркулова. Труды 4-й ВНТК "Вихревой эффект и его применение в технике" / КуАИ - Куйбышев: 1984. - с. 59-63.
10. Под ред. А.П.Меркулова. Труды 5-й ВНТК "Вихревой эффект и его применение в технике" / КуАИ - Куйбышев: 1988. - с. 35-38.
11. Под ред. А.П.Меркулова. - Материалы 6-й ВНТК "Вихревой эффект и его применение в технике" / СГАУ - Самара: 1992. - с. 10-15.
12. Мартынов А.В., Бродянский В.М. Вихревая труба с внешним охлаждением: Холодильная техника, - М.:1964, № 5. - с. 46-51.
13. Суслев А.Д. и др. Вихревые аппараты. - М.: Машиностроение, 1985. - 256 с.
14. В.В.Бирюк. Вихревой эффект энергетического разделения газов в авиационной технике и технологии // Изв. вузов. Авиационная техника / КАИ - Казань: 1993. № 2 - с. 20-23.
15. А.Н. Балалаев, В.В. Бирюк, В.М. Сукчев. Применение метода термодинамического анализа к расчёту вихревых труб различных конструкций // САИ- Самара: 1992. /Деп. в ВИНТИ N 2582892- 26 с.
16. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. - М.: Наука, 1974. - 711 с.

Учебное издание

Бирюк Владимир Васильевич

**ОСНОВЫ РАСЧЁТА ХАРАКТЕРИСТИК ВИХРЕВЫХ
АВИАЦИОННЫХ СИСТЕМ ОХЛАЖДЕНИЯ**

Учебное пособие

Редактор Т.К. Кретинина
Техн. редактор Г.А. Усачева
Корректор Т.И. Щелокова

Лицензия ЛР № 020301 от 30.12.96.

Подписано в печать 30.05.97. Формат 60x84 1/16

Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 3,49. Усл. кр.-отт. 3,61. Уч. изд. л. 3,75.

Тираж 100 экз. Заказ №

Самарский государственный аэрокосмический университет
им. академика С.П. Королева
443086, Самара, Московское шоссе, 34.

ИПО Самарского государственного аэрокосмического
университета им. академика С.П. Королева.
443001, Самара, ул. Молодогвардейская, 151