

Вихревой эффект и его применение в технике



ВИХРЕВОЙ
ЭФФЕКТ
И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ
В ТЕХНИКЕ

А. П. МЕРКУЛОВ



А. П. МЕРКУЛОВ

ВИХРЕВОЙ ЭФФЕКТ
И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ
В ТЕХНИКЕ

ИЗДАТЕЛЬСТВО
«МАШИНОСТРОЕНИЕ»
Москва 1969



В книге освещаются вопросы исследования вихревого эффекта, известного под названием эффекта Ранка, и его практического применения. Описываются результаты термодинамического и газодинамического исследования вихревой трубы, рассматривается влияние различных факторов на ее эффективность.

На основе гипотезы взаимодействия вихрей даются объяснение физической сущности вихревого эффекта и аналитические зависимости для расчета предельных характеристик вихревой трубы. Приводится методика расчета вихревой трубы как холодильника, так и нагревателя, даются примеры расчетов. Рассматриваются особые виды вихревых труб: охлаждаемых, конических, самовакумирующихся. Описывается работа вихревой трубы в качестве вакуум-насоса, дается методика ее расчета и описываются конструкции вихревых вакуум-аппаратов. Анализируются пути увеличения термодинамической эффективности вихревой трубы и предлагаются рациональные способы их реализации. Описываются вихревые холодильно-нагревательные установки, их конструкция, характеристики и методики расчета, приводится экономическая оценка этих установок. Рассматривается возможность использования вихревой трубы для осушения сжатых газов, приводятся рациональные схемы и конструкции, дается анализ их возможностей.

Описываются основанные на самовакумирующейся вихревой трубе холодильная камера, гигрометр, охладитель цилиндрических тел, карбюратор; даются их характеристики.

Последняя глава книги посвящена применению вихревых устройств на летательных аппаратах. В ней анализируются пределы возможностей применения вихревой трубы по скорости и высоте полета с целью кондиционирования воздуха в кабине экипажа и охлаждения оборудования, а также метеорологических измерений и др.

Книга рассчитана на научных работников и инженеров. Иллюстр. 99, табл. 3. библи. 145 назв.

Рецензент канд. техн. наук Ю. Н. Васильев

ПРИНЯТЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

- $A \left[\frac{\text{ккал}}{\text{кг}} \right]$ — тепловой эквивалент работы;
 a — постоянная;
 $a_{\text{кр}} \left[\frac{\text{м}}{\text{сек}} \right]$ — критическая скорость;
 B, b — постоянные;
 $b \text{ [мм]}$ — ширина сопла вихревой трубы;
 C — постоянная;
 $c_p \left[\frac{\text{ккал}}{\text{кг} \cdot \text{град}} \right]$ — изобарная теплоемкость;
 $D, d \text{ [мм]}$ — диаметр;
 $D_d \text{ [мм]}$ — диаметр отверстия диафрагмы;
 \bar{d} — относительный диаметр;
 $d' \left[\frac{\text{г}}{\text{кг}} \right]$ — влагосодержание;
 $F \text{ [мм}^2\text{]}$ — площадь;
 \bar{F}_c — относительная площадь сопла;
 $G \left[\frac{\text{кг}}{\text{сек}} \right]$ — весовой расход;
 $g \left[\frac{\text{м}}{\text{сек}^2} \right]$ — ускорение силы тяжести;
 g_v — относительный весовой расход вихревой трубы;
 $h \text{ [мм]}$ — высота;
 \bar{h} — относительная высота сопла вихревой трубы;
 $i \left[\frac{\text{ккал}}{\text{кг}} \right]$ — удельная энтальпия;
 i_t — число трубок в спирали теплообменника;
 $K_t \left[\frac{\text{ккал}}{\text{м}^2 \cdot \text{час} \cdot \text{град}} \right]$ — коэффициент теплопередачи теплообменника;
 k — показатель адиабаты;
 L, l — длина;
 M — число Маха;
 $M_\tau \text{ [кг} \cdot \text{м]}$ — момент от сдвигающих напряжений;
 m — число рядов в теплообменнике;
 N — постоянная;
 n — коэффициент эжекции;
 n_t — число трубок в теплообменнике;
 $p \left[\frac{\text{кг}}{\text{см}^2} \right]$ — давление;
 Pr — число Прандтля;
 $Q \left[\frac{\text{ккал}}{\text{час}} \right]$ — тепловой поток;
 $q(\lambda)$ — расходная газодинамическая функция;

- $R \left[\frac{\text{кгм}}{\text{кг} \cdot \text{град}} \right]$ — газовая постоянная;
 $r \left[\text{мм} \right]$ — радиус;
 \bar{r} — относительный радиус;
 $S \left[\text{мм}^2 \right]$ — площадь сечения;
 $s \left[\frac{\text{ккал}}{\text{кг} \cdot \text{град}} \right]$ — удельная энтропия;
 $T, t \left[^\circ \text{K}, ^\circ \text{C} \right]$ — температура;
 $\Delta t \left[\text{град} \right]$ — разность температур;
 $V_c \left[\text{м}^3 \right]$ — объем;
 $V \left[\frac{\text{м}^3}{\text{сек}} \right]$ — объемный расход;
 $v_\tau, v_r, v_z \left[\text{м/сек} \right]$ — тангенциальная, радиальная и осевая составляющие скорости;
 $w \left[\text{м/сек} \right]$ — скорость в теплообменнике;
 α — геометрический параметр эжектора;
 $\alpha_x; \alpha_{сж} \left[\frac{\text{ккал}}{\text{м}^2 \cdot \text{час} \cdot \text{град}} \right]$ — коэффициенты теплоотдачи в теплообменнике;
 α_c — коэффициент расхода сопла;
 $\gamma \left[\frac{\text{кг}}{\text{м}^3} \right]$ — удельный вес;
 $\Delta \left[\text{мм} \right]$ — линейный размер;
 $\delta_{\text{из}} \left[\text{м} \right]$ — толщина изоляции;
 $\delta (\Delta t_x) \left[\text{град} \right]$ — потеря температурного эффекта;
 φ — относительная влажность;
 η — температурная эффективность;
 $\lambda_{\text{из}} \left[\frac{\text{ккал}}{\text{м} \cdot \text{час} \cdot \text{град}} \right]$ — коэффициент теплопроводности изоляции;
 λ — безразмерная скорость;
 μ — весовая доля холодного потока;
 $\mu_{\text{п}}$ — весовая доля пограничного слоя;
 $\mu' \left[\frac{\text{кг сек}}{\text{м}^2} \right]$ — динамическая вязкость;
 $\nu \left[\frac{\text{м}^2}{\text{сек}} \right]$ — кинематическая вязкость;
 $\omega \left[\frac{1}{\text{сек}} \right]$ — угловая скорость;
 π — отношение давлений;
 $\rho \left[\frac{\text{кг} \cdot \text{сек}^2}{\text{м}^4} \right]$ — плотность;
 σ_d — коэффициент восстановления давления;
 θ_x — относительная температура холодного потока;
 $\tau' \left[\frac{\text{кг}}{\text{м}^2} \right]$ — касательное напряжение;
 $\tau \left[\text{мин} \right]$ — время;
 $\tau (\lambda)$ — температурная газодинамическая функция;
 ξ — коэффициент сопротивления трения;
 ξ_τ — коэффициент обрешетки;
 ζ — коэффициент местного сопротивления.

ВВЕДЕНИЕ

В 1931 г. [122] Жозефом Ранком был открыт вихревой эффект энергетического разделения газов, называемый часто эффектом Ранка.

После доклада Ранка Французскому физическому обществу о своем открытии о нем забыли и только с 1946 года вихревой эффект стал объектом исследований ученых разных стран.

В Советском Союзе первые широкие исследования вихревого эффекта были проведены профессором Мартыновским В. С. и доцентом Алексеевым В. П. в Одесском технологическом институте пищевой и холодильной промышленности.

Большую работу по созданию вихревых вакуум-аппаратов провела группа под руководством д-ра техн. наук Дубинского М. Г.; им опубликовано несколько теоретических работ по закрученным потокам.

Большое количество экспериментальных работ по исследованию вихревого эффекта, проведенных в СССР и в других странах мира, позволило раскрыть основные особенности вихревого эффекта и подойти к его теоретическому обоснованию.

Внешне простой вихревой эффект на самом деле заключает в себе сложный газодинамический процесс, происходящий в пространственном турбулентном потоке вязкого сжимаемого газа. Этим, пожалуй, и объясняется неудача многих попыток найти аналитическое решение задачи.

На основе проведенных исследований разработаны полуэмпирические методики расчета вихревого эффекта и некоторых видов вихревых аппаратов.

На этом период первоначального изучения вихревого эффекта закончился и начался период освоения и внедрения его в производство.

С 1953 года по настоящее время в Куйбышевском авиационном институте ведется работа по исследованию вихревого эффекта и его промышленному использованию. В 1958 году в институте создана лаборатория промышленного применения вихревого эффекта, в которой разработано несколько промышленных образцов вихревых холодильно-нагревательных установок и созданы различные типы вихревых аппаратов.

Благодаря своим особенностям вихревой эффект находит практическое применение в самых различных областях техники и производства.

Примером этому может служить то, что в лаборатории Куйбышевского авиационного института уже созданы вихревой конденсационный гигрометр, вихревой отсасывающий электросварочный аппарат, вихревой охладитель цилиндрических тел, ведутся работы по созданию вихревого карбюратора, вихревой кондиционирующей установки для транспортных машин и других вихревых аппаратов.

На многих предприятиях нашей страны работают вихревые холодильные камеры, вихревые термостаты и вихревые вакуум-насосы.

Задачей настоящей книги является ознакомление широкого круга научных работников, инженеров и рационализаторов производства с основами теории вихревого эффекта, конструкцией вихревых аппаратов и методикой их расчета.

Глава I

ВИХРЕВОЙ ЭФФЕКТ И ЕГО ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ

1.1. СУЩНОСТЬ ВИХРЕВОГО ЭФФЕКТА И КОНСТРУКЦИИ ВИХРЕВЫХ ТРУБ

Вихревой эффект, или эффект Ранка, проявляется в закрученном потоке вязкой сжимаемой жидкости и реализуется в очень простом устройстве, называемом вихревой трубой (трубой Ранка—Хилша, вихревым энергоразделителем, вихревым холодильником), схематичная конструкция которой изображена на рис. 1. 1.

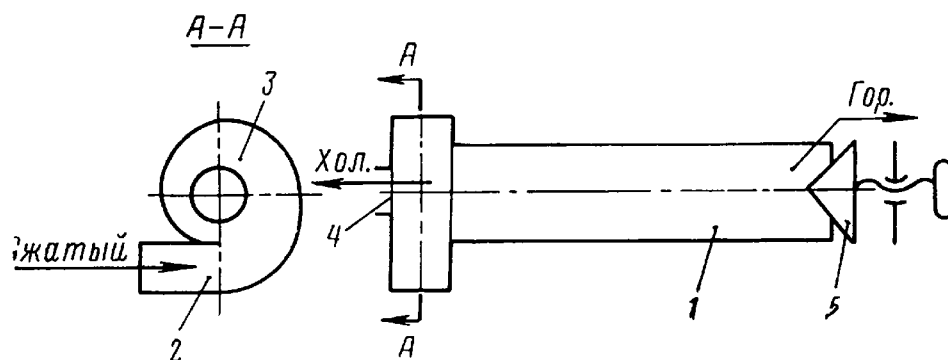


Рис. 1. 1. Схема вихревой трубы

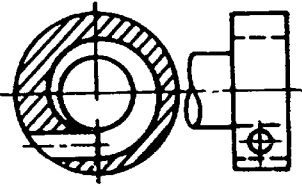
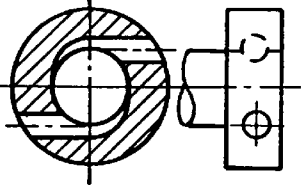
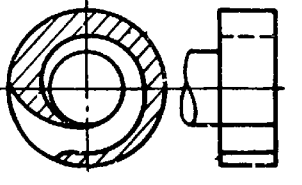
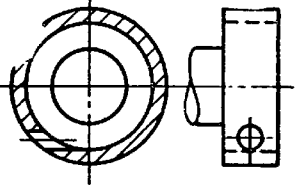
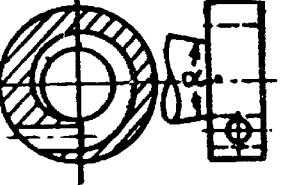
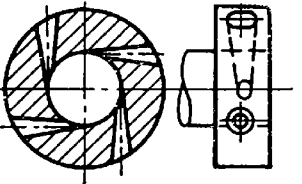
Вихревая труба представляет собой гладкую цилиндрическую трубу 1, снабженную тангенциальным соплом 2, улиткой 3, диафрагмой 4 с осевым отверстием и дросселем 5.

При втекании газа через сопло образуется интенсивный круговой поток, приосевые слои которого заметно охлаждаются и отводятся через отверстие диафрагмы в виде холодного потока, а периферийные слои подогреваются и вытекают через дроссель в виде горячего потока.

По мере прикрытия дросселя общий уровень давления в вихревой трубе повышается и расход холодного потока через отверстие диафрагмы увеличивается при соответствующем уменьшении расхода горячего потока. При этом температуры холодного и горячего потоков также изменяются.

Таблица 1.1

Конструкция и размеры исследованных вихревых труб

№ трубы	Автор	Конструкция соплового входа	Диаметр вихревой трубы D , мм	Площадь соплового входа F_c , мм ²	Диаметр отверстия диафрагмы D_d , мм	Длина вихревой зоны, в калибрах	Примечание
1	Р. Хилш		4,6	0,95	2,2	50	Круглое сопло
			9,6	4,15	4,3	50	
			17,6	13,2	6,5	50	
2	В. С. Мартыновский и В. П. Алексеев		4,1	0,8	1,5	67	Двухсопловый вход
			9,0	8,3	4,5	50	
			16,0	24,0	7,5	50	
			28,0	56,5	12,0	50	
3	А. П. Меркулов		10	7,6	4,5	9	Прямоугольное сопло
			16	18	7,2	9	
			20	30	9	9	
			25	47	11	9	
			33	84	14,5	9	
4	М. Г. Дубинский		32		25		
5	В. П. Хендал		10	7	6	4	Коническое сопло $\alpha=7^\circ$
6	С. Д. Фултон		6,1	0,8	1,75	33	Четырех- и шести-сопловые входы

В результате многочисленных экспериментальных исследований создано несколько конструктивных вариантов вихревых труб.

Основным их различием является конструктивное выполнение тангенциального соплового входа сжатого газа и длина цилиндрической части (вихревой зоны) трубы в калибрах.

В табл. 1.1 приведены конструктивные особенности исследованных вихревых труб, показавших хорошие результаты.

Разработанные Р. Хилшем [100] вихревые трубы имеют один круглый утопленный тангенциальный сопловой вход и входную улитку прямоугольного сечения, ввиду чего на срезе сопла имеется площадка, создающая зону завихрения.

Этот недостаток устранен в конструкции В. С. Мартыновского и В. П. Алексеева [35, 36], которые создали тангенциально-лотковый сопловой вход, имеющий два круглых наполовину утопленных в теле трубы сопловых входа, переходящих в лоток.

Подобная конструкция позволила устранить зону завихрения и улучшить эффективность вихревой трубы, хотя и усложнила изготовление соплового входа.

Оптимальной длиной вихревой зоны трубы (расстояние от соплового входа до дросселя горячего конца) авторы двух рассмотренных выше конструкций считают 50 калибров.

Конструкция Меркулова А. П. [45] имеет сопловой вход прямоугольного сечения и прямоугольную входную улитку, построенную по спирали Архимеда, что обеспечивает устранение зоны завихрения на сопловом срезе при сохранении простоты конструкции.

Второй особенностью этой конструкции является сокращение длины вихревой зоны до 9 калибров, осуществляемое за счет ограничения вихревой зоны спрямляющей четырехлопастной крестовиной, устанавливаемой перед дросселем горячего потока.

Введение этих двух элементов позволило еще более повысить эффективность вихревой трубы и сделать ее значительно компактнее.

На рис. 1.2 представлен общий вид вихревой трубы. Еще большее сокращение длины вихревой трубы осуществлено в запатентованной Хендалом В. [99] конструкции, основной особенностью которой является конусность вихревой зоны с возрастанием диаметра горячего конца вихревой трубы при приближении к дросселю. Оптимальным углом конусности является угол в 7° ; конусность позволяет сократить длину вихревой зоны до 4-х калибров, отсчитываемых по меньшему диаметру трубы.

С 1961 года в Соединенных Штатах Америки вновь организованной фирмой Fulton Cryogenics начала серийно выпускаться разработанная С. Д. Фультоном вихревая труба (№ 6, табл. 1.1), имеющая 4 (или 6) круглых конических сопловых входа и длину цилиндрической вихревой зоны в 33 калибра. Общий вид ее изображен на рис. 1.3.

Фирмой ведутся работы по сокращению длины вихревой зоны за счет установки спрямляющей крестовины.

Все остальные исследования велись на конструкциях, аналогичных перечисленным выше.

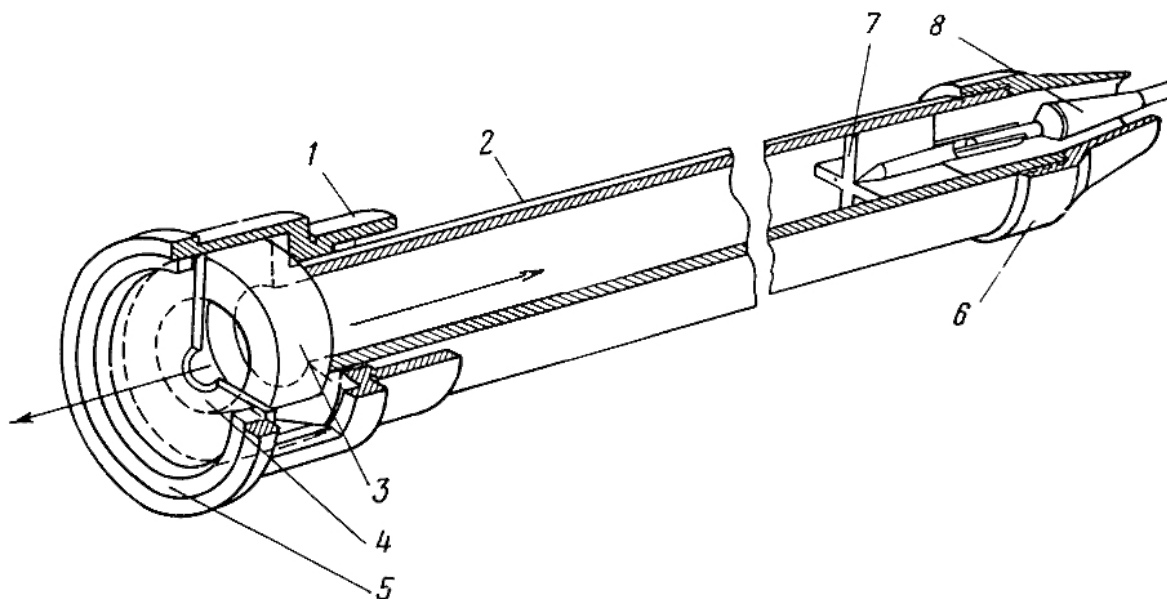


Рис. 1.2. Общий вид вихревой трубы:

1—корпус; 2—вихревая труба; 3—улитка; 4—диафрагма; 5—гайка; 6—сопло; 7—крестовина; 8—регулирующая игла

На основе экспериментальных исследований вихревых труб различных размеров при различных условиях построены [45] характеристики и разработана методика расчета вихревой трубы для различных случаев ее применения.

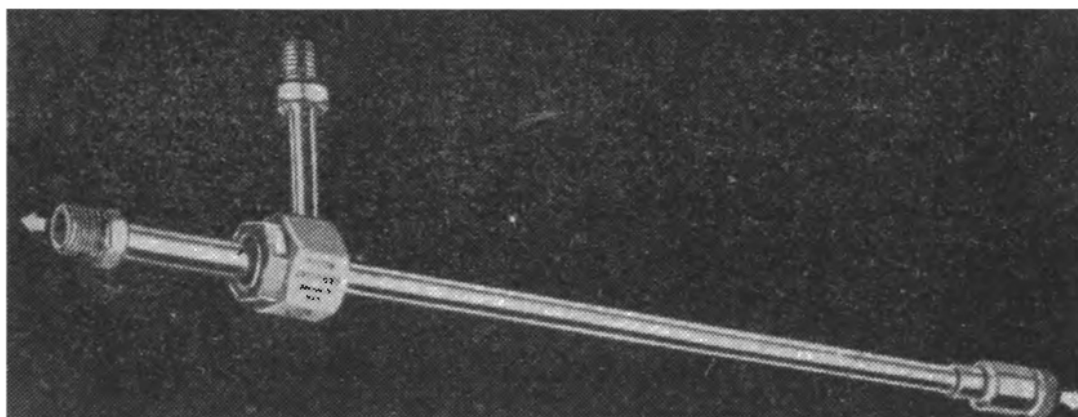


Рис. 1.3. Общий вид вихревой трубы Фультона

На рис. 1.4 представлена конструкция вихревой трубы.

Вихревая труба состоит из корпуса 3, в кольцевой полости которого пропилен тангенциальный прямоугольный канал шириной b и высотой h .

С внешней стороны канала к корпусу припаян штуцер для подвода сжатого воздуха.

В кольцевой полости корпуса укрепляется гайкой 2 отбортованная трубка 1 с цилиндрической полированной внутренней поверхностью диаметром D и улитка 4.

Внутренняя поверхность улитки строится по спирали Архимеда с минимальным радиусом, равным внутреннему радиусу трубки 1, и тщательно полируется.

Улитка 4 устанавливается в корпусе так, что ее пропил (размеры которого соответствуют прямоугольному каналу корпуса) совпадает с каналом, образуя сопловой вход.

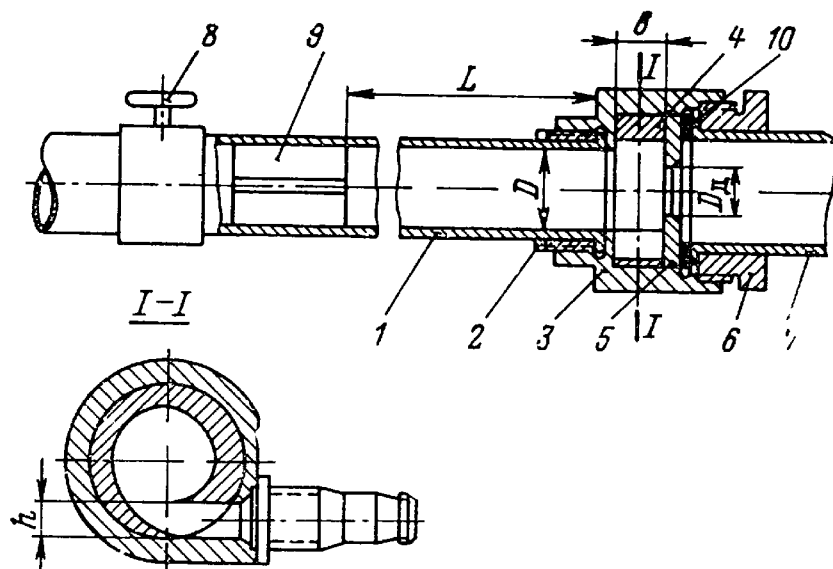


Рис. 1.4. Конструкция вихревой трубы

В эту же полость корпуса устанавливаются диафрагма 5 с центральным круглым отверстием диаметром D_d и герметизирующая прокладка 10, поджимаемые гайкой 6.

В противоположном конце трубки 1 на расстоянии L (длина вихревой зоны) плотно устанавливается четырехлопастная крестовина 9 и дроссель 8.

Установка трубки 7 для отвода холодного потока не обязательна, а при наличии ее необходимо стремиться к уменьшению гидравлического сопротивления последней, т. е. делать трубку наибольшего сечения.

Во избежание перетекания сжатого газа боковые плоскости улитки, корпуса и диафрагмы должны быть плотно подогнаны.

Для уменьшения теплообмена между горячим концом трубы, корпусом и трубкой холодного потока трубку 1 следует изготавливать из нержавеющей стали или пластика, а диафрагму 5 и гайку 6 — из пластических материалов с малым коэффициентом теплопроводности.

Дроссель 8 может быть поставлен на любом удалении от крестовины и иметь произвольную форму проходного сечения.

1.2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВИХРЕВОГО ЭФФЕКТА

Первое широкое исследование вихревого эффекта было проведено Р. Хилшем [100] и результаты его опубликованы в 1946 г.

Благодаря этой работе вихревой эффект стал известен широкому кругу ученых, ничего до этого не знавших о его первооткрывателе Ранке, поэтому вихревою трубу часто называли трубой Хилша.

В своей работе Хилш ввел величины и критерии, являющиеся и в настоящее время основными для построения характеристик вихревой трубы.

Если полные температуру и давление у поступающего в сопло сжатого газа обозначить через T_1^* и p_1^* , у холодного потока — через T_x^* и p_x^* , а у горячего потока — через T_r^* и p_r^* , то эффект охлаждения холодного потока можно выразить так:

$$\Delta t_x = T_1^* - T_x^*, \quad (1.1)$$

а эффект подогрева горячего потока

$$\Delta t_r = T_r^* - T_1^*. \quad (1.2)$$

При общем секундном весовом расходе сжатого воздуха G , расходе холодного потока G_x и горячего потока G_r относительный весовой расход μ (или весовая доля) холодного потока составит

$$\mu = \frac{G_x}{G}, \quad (1.3)$$

а относительный весовой расход горячего потока определяется из уравнения расхода

$$G = G_x + G_r, \quad (1.4)$$

откуда после деления на G получаем

$$\frac{G_r}{G} = 1 - \mu. \quad (1.5)$$

Начиная с Хилша характеристики вихревой трубы строились в виде $\Delta t_x = f(\mu)$.

На рис. 1.5 представлен типичный вид характеристик теплоизолированной вихревой трубы при заданных размерах, параметрах T_1^* и p_1^* на входе и давлении p_x^* в холодном потоке.

Как видно из характеристик, с возрастанием от нуля весовой доли μ холодного потока резко увеличивается эффект его охлаждения и достигает максимума при $\mu \approx 0,25$. При дальнейшем увеличении μ эффект охлаждения уменьшается и исчезает при $\mu = 1$, т. е. тогда, когда дроссель горячего конца трубы полностью закрыт и весь поток выходит через отверстие диафрагмы.

Подогрев горячего потока, возрастая с ростом μ , достигает максимального значения при μ , близком к 1, а затем резко падает до нуля при приближении μ к единице (этот спад на кривых не показан).

Если известен эффект охлаждения Δt_x холодного потока, то нетрудно подсчитать эффект подогрева Δt_r горячего потока, так как при отсутствии теплообмена с окружающей средой энергия выходящих из вихревой трубы потоков равна энергии входящего потока.

Обозначив полные удельные энтальпии входящего, холодного и горячего потоков через i_1, i_x, i_r соответственно, уравнение энергии для 1 кг проходящего через вихревую трубу газа можно записать так:

$$i_1 = \mu i_x + (1 - \mu) i_r. \quad (1.6)$$

Используя известное выражение $i = c_p T$ и принимая $c_p = \text{const}$, получим

$$T_1^* = \mu T_x^* + (1 - \mu) T_r^*,$$

откуда после несложных преобразований имеем

$$\mu (T_1^* - T_x^*) = (1 - \mu) (T_r^* - T_1^*) \quad \text{или} \quad \mu \cdot \Delta t_x = (1 - \mu) \Delta t_r. \quad (1.7)$$

Последнее выражение показывает, что количество тепла, отобранное от холодного потока, равно количеству тепла, полученному горячим потоком. Это количество тепла, отнесенное к 1 кг протекающего через вихревую трубу газа, называют удельной холодопроизводительностью вихревой трубы

$$q_x = \mu \cdot \Delta t_x \cdot c_p = (1 - \mu) \cdot \Delta t_r \cdot c_p \left[\frac{\text{ккал}}{\text{кг}} \right]. \quad (1.8)$$

Как видно из рис. 1.5, удельная холодопроизводительность (пропорциональная произведению $\mu \cdot \Delta t_x$), возрастая с ростом μ , имеет максимум при $\mu \approx 0,6$.

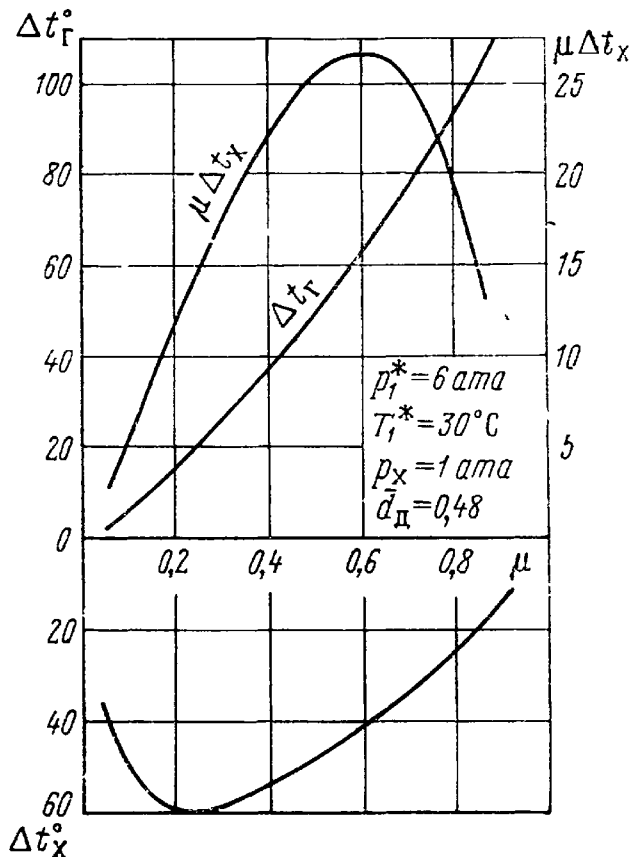


Рис. 1.5. Характеристики теплоизолированной вихревой трубы

При общем секундном расходе G общая холодопроизводительность составит

$$Q_x = q_x \cdot G \cdot 3600 \left[\frac{\text{ккал}}{\text{час}} \right]. \quad (1.9)$$

Экспериментами установлено [4, 46, 100], что на характеристики вихревой трубы влияют такие геометрические величины, как диаметр D_d отверстия диафрагмы, длина L и геометрия вихревой зоны (или горячей части) вихревой трубы, площадь F_c проходного сечения сопла, масштаб вихревой трубы, а также термодинамические параметры как-то: температура T_1^* и давление p_1^* поступающего сжатого газа, давление p_x^* холодного потока, физические свойства газа (отношение его теплоемкостей $k = \frac{c_p}{c_v}$), отвод тепла от стенок горячей части вихревой трубы и некоторые другие.

Рассмотрим влияние отдельных факторов.

Диаметр отверстия диафрагмы

С полным основанием можно ожидать, что на характеристики вихревых труб различных диаметров будут влиять не абсолютные значения диаметров отверстия диафрагмы, а их отношение к диаметру вихревой трубы

$$\bar{d}_d = \frac{D_d}{D}. \quad (1.10)$$

Это хорошо иллюстрируется графиком рис. 1.6 оптимальных значений $D_d = f(D)$, обеспечивающих максимальный эффект охлаждения, построенным по данным табл. 1.1.

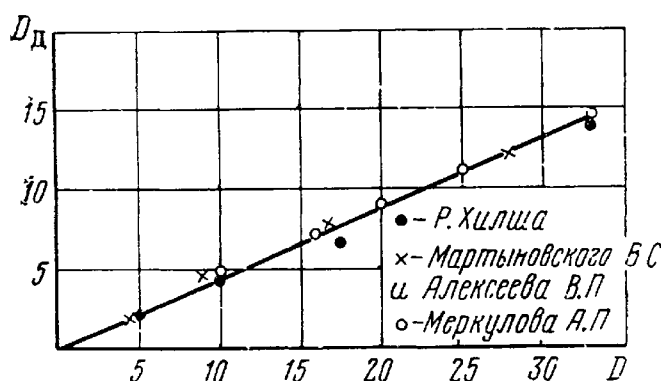


Рис. 1.6. Кривая оптимальных значений $D_d = f(D)$

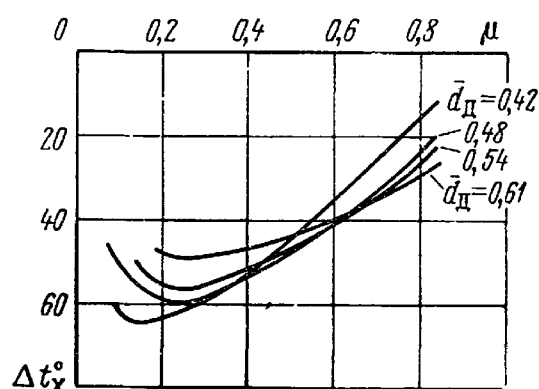


Рис. 1.7. Влияние \bar{d}_d на Δt_x при различных значениях μ

Экспериментальные данные трех различных исследований хорошо укладываются на прямую линию $D_d = 0,45 D$.

С изменением \bar{d}_d характеристики вихревой трубы заметно меняются, что видно из рис. 1.7.

Из рис. 1.7 видно, что для каждого значения μ существует вполне определенное значение \bar{d}_d , обеспечивающее максимальный эффект охлаждения.

Рабочим диапазоном вихревой трубы является диапазон

$$0,2 < \mu < 0,8,$$

для которого уравнение оптимальных значений \bar{d}_d может быть выражено линейной зависимостью, полученной в работе [45]:

$$\bar{d}_d = 0,350 + 0,313 \mu \quad (1.11)$$

При расчете вихревой трубы зависимость (1.11) может быть использована для расчета диаметра отверстия диафрагмы по выбранному значению величины μ .

Длина вихревой зоны трубы

В работах [4, 100] за оптимальную длину L вихревой зоны трубы принималась длина, соответствующая 50 калибрам ее.

Это делало вихревую трубу очень громоздкой, поэтому многие исследователи [4, 47] пытались уменьшить ее.

В работе [47] было найдено конструктивное решение, обеспечивающее резкое сокращение вихревой зоны. За счет установки на горячем конце вихревой зоны четырехлопастной крестовины удалось сократить длину этой зоны до 9 калибров и при этом несколько улучшить эффективность вихревой трубы как по эффекту охлаждения, так и по холодопроизводительности.

На рис. 1.8 приведены опытные [47] кривые зависимости максимальных значений эффекта охлаждения от относительной длины вихревой зоны для двух отличных друг от друга давлений и проходных сечений соплового входа.

При сокращении длины вихревой зоны до оптимальной наблюдается небольшой рост максимального значения эффекта охлаждения, а при $\frac{L}{D} < 9$ последний резко снижается.

В этой же работе показано, что и максимальная холодопроизводительность изменяется аналогично.

Следующим шагом по пути сокращения вихревой зоны явилось запатентованное В. Хендалом [99] предложение делать вихревую зону в виде усеченного конуса с расширением в сторону дросселя и с углом конусности около 7° .

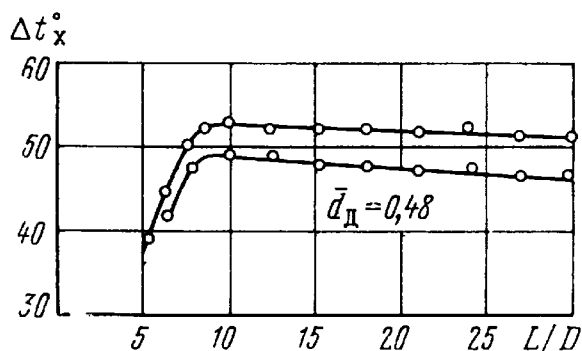


Рис. 1.8. Влияние L на Δt_x

Это позволило сократить длину вихревой зоны до 4-х калибров при сохранении максимального эффекта охлаждения вихревой трубы.

Исследованию конической вихревой трубы посвящены работы [40, 66]. Судя по данным этих работ, максимальное значение холодопроизводительности (характеризуемой величиной $\mu \cdot \Delta t_x$) у конической вихревой трубы оказывается все же ниже, чем у цилиндрической, особенно при работе на больших значениях μ .

Вероятно, дальнейшие исследования и усовершенствования конической вихревой трубы позволят повысить ее эффективность.

Площадь проходного сечения сопла

Экспериментами [4, 45, 100] установлено, что для получения оптимальных характеристик имеется определенное соотношение между диаметром вихревой трубы и площадью F_c проходного сечения соплового входа.

С увеличением F_c растет общий расход газа через вихревую трубу, что приводит к повышению гидравлического сопротивления отверстия диафрагмы (холодному потоку), а следовательно, и к повышению уровня давлений в вихревой зоне. Последнее снижает получаемый эффект охлаждения. Но увеличение общего расхода (и расхода холодного потока) уменьшает эффект подмешивания к холодному потоку теплого пограничного слоя, текущего по плоскости диафрагмы, что приводит к увеличению эффективности вихревой трубы.

Эти два противоположно влияющих фактора дают оптимальное значение величины проходного сечения сопла, которое удобнее выразить относительной величиной \bar{F}_c , являющейся отношением площади F_c проходного сечения сопла к площади поперечного сечения вихревой трубы

$$\bar{F}_c = \frac{4F_c}{3,14D^2}. \quad (1.12)$$

Согласно указанным выше экспериментам оптимальное значение относительной площади \bar{F}_c проходного сечения сопла лежит в пределах

$$0,085 < \bar{F}_c < 0,1. \quad (1.13)$$

При повышении давления p_1^* питающего сжатого газа оптимальные значения \bar{F}_c приближаются к нижнему пределу.

Для случая получения максимального эффекта охлаждения при малых μ значение \bar{F}_c увеличивается.

Для большинства случаев расчета вихревой трубы принимается

$$\bar{F}_c = 0,092. \quad (1.14)$$

С влиянием \bar{F}_c на характеристики вихревой трубы более подробно мы познакомимся в последующих главах.

Сопловой ввод конструктивно должен быть выполнен так, чтобы при сохранении тангенциальности он обеспечивал плавный вход сжатого газа в вихревую зону и осевую симметрию формирующегося вихря.

Отсутствие зон завихрения и плавность входа струи обеспечивает конструкция № 3 (см. табл. 1.1), имеющая прямоугольное сечение сопла и входную улитку.

Хорошую осевую симметрию и плавность входа обеспечивают конструкции № 2 и 6, но они труднее в изготовлении и требуют усложненной системы подвода сжатого газа, поэтому чаще используется конструкция № 3 с прямоугольным сечением сопла, в котором экспериментально установлено [45] оптимальное соотношение

$$\frac{b}{h} = 2. \quad (1.15)$$

Давление сжатого газа

При условии сохранения постоянным давления p_x холодного потока за отверстием диафрагмы величина давления p_1^* , подаваемого к соплу сжатого газа, играет существенную роль в получаемом эффекте охлаждения.

С повышением давления входа растут эффект охлаждения и холодопроизводительность.

На рис. 1.9 изображены кривые эффектов охлаждения Δt_x и холодопроизводительности $\mu \cdot \Delta t_x$ для различных давлений p_1^* .

С увеличением p_1^* эффекты охлаждения увеличиваются, а максимумы их незначительно сдвигаются к меньшим значениям μ .

Для более общей оценки влияния давления на характеристики вихревой трубы вводят величину — степень расширения π газа в вихревой трубе, представляющей собой отношение полного давления p_1^* сжатого газа к давлению p_x в холодном потоке, выраженных в абсолютных величинах:

$$\pi = \frac{p_1^*}{p_x}. \quad (1.16)$$

Хотя каждое из входящих в это выражение давлений влияет на характеристики вихревой трубы, основной определяющей величиной является степень расширения π газа.

С ростом π заметно возрастает эффект охлаждения, особенно в диапазоне

$$1 < \pi < 8.$$

При дальнейшем возрастании π темп роста эффекта охлаждения снижается.

При неизменном π и снижении уровня давлений p_1^* и p_x эффект охлаждения незначительно уменьшается, что объясняется снижением общего расхода.

Для обобщения оценки эффективности вихревой трубы вместо эффекта охлаждения Δt_x рассматривают введенную Р. Хилшем [100] безразмерную величину η , называемую температурной эффективностью, представляющую собой отношение получаемого эффекта охлаждения Δt_x к эффекту охлаждения Δt_s при изоэнтропном расширении от параметров входа p_1^* и T_1^* до давления холодного потока p_x

$$\eta = \frac{\Delta t_x}{\Delta t_s} \quad (1.17)$$

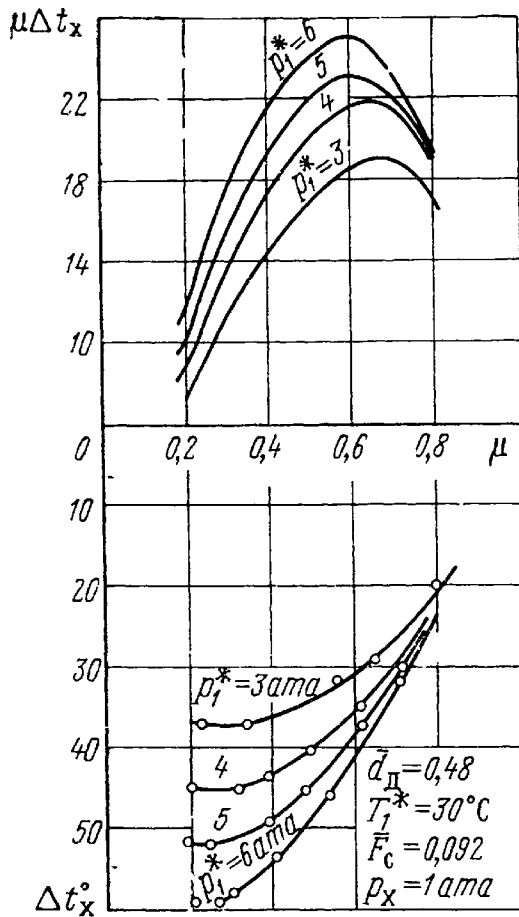
Величина Δt_s может быть определена по известному термодинамическому выражению

$$\Delta t_s = T_1^* \left[1 - \left(\frac{1}{\pi} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] \quad (1.18)$$

Использование безразмерных величин π , η позволяют провести широкое обобщение результатов экспериментов и создать методику термодинамического расчета вихревой трубы.

Так, например, в диапазоне $2 \leq \pi \leq 6$ максимальные значения η_{\max} , соответствующие максимальным эффектам охлаждения

Рис. 1.9. Влияние давления входа на Δt_x и $\mu \Delta t_x$ при различных значениях μ



$(\Delta t_x)_{\max}$, изменяются в очень узком диапазоне от $\eta_{\max} = 0,47$ при $\pi = 2$ и до $\eta_{\max} = 0,5$ при $\pi = 6$.

При неизменном π и уменьшении уровня давлений p_1^* и p_x величина η_{\max} снижается незначительно.

Температура сжатого газа

В работе [46] исследовалось влияние температуры входа T_1^* на получаемый в вихревой трубе эффект охлаждения в диапазоне температуры от 30 до 150° С, в работе [75] — при температурах 24 и 497° С, в работе [19] — при температурах 22 и —193° С.

Результаты экспериментов показали, что с ростом температуры T_1^* растет эффект охлаждения холодного потока и эффект подогрева горячего потока, значение же температурной эффективности η при этом практически остается неизменным, так как при росте Δt_x пропорционально возрастает и значение величины Δt_s , определяемой выражением (1.18).

Физические свойства газа

Большая часть исследований вихревого эффекта проводилась с использованием воздуха, но не меньший интерес представляет его изучение на других газах.

Это важно не только с точки зрения выяснения возможностей применения вихревого эффекта в различных областях техники, особенно в химической промышленности, но и для более глубокого понимания его физической сущности.

С этой целью в работе [36] проводилось сравнительное исследование вихревой трубы на различных газах: воздухе, метане, углекислом газе и аммиаке, имеющих заметно отличные физические свойства.

Результаты экспериментов показали, что при одинаковых условиях работы вихревой трубы на этих газах получаемые эффекты охлаждения имеют вполне определенную закономерность, а именно: подсчитанные по ним значения температурной эффективности η (1. 17) близки друг к другу.

Исследование потока в вихревой трубе

Исследование потока в вихревой трубе представляет значительные трудности, так как он является трехмерным, высокоскоростным и турбулентным, что требует создания специальных измерительных зондов и координатников.

Ограниченный располагаемый расход сжатого воздуха не позволял многим экспериментаторам использовать для исследования в диапазоне умеренных давлений вихревые трубы большого диаметра, а трубы малого диаметра требовали создания микрозондов.

При исследовании выяснилось, что даже при максимально возможном снижении габаритов вводимой в поток измерительной аппаратуры последняя создает заметные возмущения и перестройку потока, ухудшающие работу вихревой трубы.

Оказались неприемлемыми в этих исследованиях и такие не вызывающие возмущения потока методы, как теневой метод Фуко — Теплера и интерференционный метод.

Попытки визуализации дымом также оказались безрезультатными ввиду высокой турбулентности потока.

Единственно возможный метод — метод зондирования — позволил выяснить качественную картину потока с приближенной количественной оценкой.

При этом для вихревых труб диаметром около 30 мм применялись [4, 46, 81] трехканальные зонды замера полного и статического давлений с поперечным сечением, достигающим до $0,5 \times 2,4$ мм, и армированные термомпары с диаметром поперечного сечения 2 мм, вводимые радиально через стенки трубы.

Радиальный ввод зондов снижал точность измерений не только из-за вызываемых ими возмущений, но из-за того, что их направление совпадало с направлением градиентов давления и температуры в вихревой зоне.

Поэтому в некоторых исследованиях [48, 28] зонды — измерители температуры — делались осесимметричными и вводились в осевом направлении через плоскость отверстия диафрагмы.

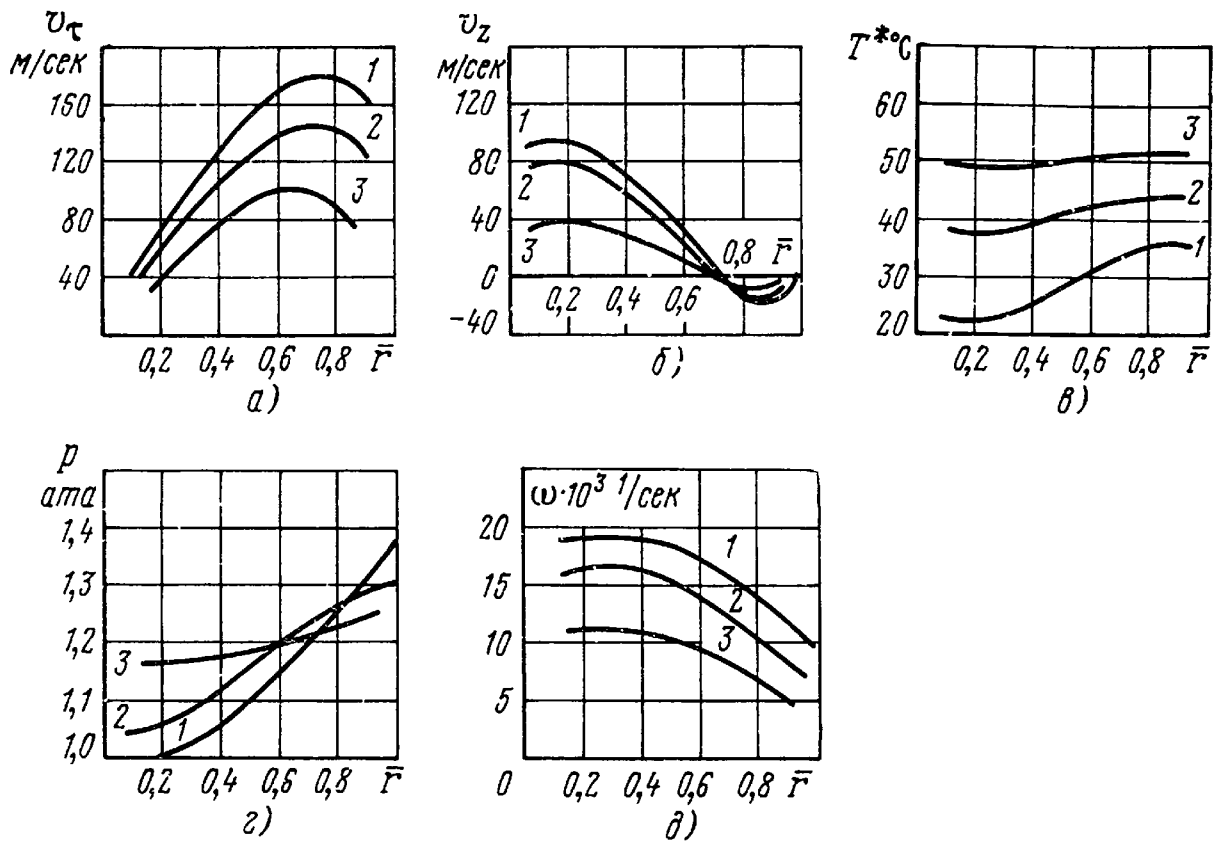


Рис. 1.10. Распределения параметров по относительному радиусу в различных сечениях вихревой зоны

Несмотря на то, что в некоторых исследованиях [28, 81] холодный конец трубы был полностью закрыт, в других [46] он сообщался с окружающей средой через отверстие диафрагмы, картина полей замеренных скоростей, температур и давлений оказалась идентичной, соответствующей кривым рис. 1.10, построенным по исследованию вихревой трубы с отверстием в диафрагме.

Каждая кривая этого рисунка изображает распределение указанной величины по радиусу вихревой трубы в различных сечениях.

В каждом графике этого рисунка однотипные кривые отличаются между собой расстоянием данного сечения от соплового входа, выраженным числом калибров вихревой трубы.

Кривые, обозначенные цифрой 1, соответствуют сечению, удаленному от соплового входа на 1 калибр, кривые 2 — на 5 калибров, кривые 3 — на 10 калибров.

По оси абсцисс этих графиков отложены безразмерные радиусы \bar{r} , являющиеся отношением текущего радиуса к радиусу вихревой трубы.

Кривые распределения тангенциальной скорости v_τ (рис. 1. 10, а) для определенного сечения показывают, что скорость v_τ возрастает почти по линейному закону с увеличением радиуса \bar{r} от 0 и достигает наибольшего значения на определенном радиусе. При дальнейшем увеличении \bar{r} тангенциальная скорость заметно уменьшается.

По мере удаления от соплового сечения (кривые 2 и 3) общий уровень тангенциальной скорости снижается и уменьшается неравномерность ее по радиусу.

Наиболее интенсивное круговое движение потока наблюдается в сопловом сечении вихревой зоны трубы.

Очень интересные результаты дает рассмотрение кривых распределения осевой скорости v_z (рис. 1. 10, б) в различных сечениях.

За положительное направление v_z здесь принято направление от горячего конца вихревой трубы к отверстию диафрагмы.

Согласно этим кривым периферийные слои закрученного потока движутся с небольшой скоростью по направлению к дросселю горячего конца. На радиусе $\bar{r} \approx 0,7$ осевое движение практически отсутствует, а на меньших радиусах наблюдается интенсивное осевое движение потока от горячего конца к сопловому сечению.

В непосредственной близости к оси трубы скорость v_z несколько снижается. Такое же распределение v_z наблюдается [81] при полностью закрытой диафрагме.

Кривые распределения полной температуры T^* по радиусу для различных сечений (рис. 1. 10, в) говорят о том, что полная температура во всех сечениях растет с ростом радиуса. Низший уровень температуры имеет место у соплового сечения, а по мере удаления к дросселю он возрастает.

Наибольшая неравномерность T^* наблюдается у соплового сечения, где в осевой зоне текут наиболее охлажденные элементы газа.

При удалении от соплового сечения неравномерность полной температуры по радиусу сглаживается.

С уменьшением \bar{r} в сопловом сечении резко снижается статическое давление p в потоке (рис. 1. 10, г).

По мере удаления от соплового сечения градиент статического давления по радиусу уменьшается, при этом на периферии (у стенок трубы) p снижается при перемещении к дросселю, а в осевой зоне — к сопловому сечению.

Такое распределение статического давления и создает рассмотренную выше картину осевых скоростей потока.

Небезинтересно познакомиться с кривыми угловых скоростей ω (рис. 1. 10, д), построенными по значениям тангенциальных скоростей v_τ . Они показывают, что в области от оси до определенно-

го радиуса поток вращается с практически постоянной угловой скоростью $\omega = \text{const}$, т. е. по закону вращения твердого тела.

В теории вихревого эффекта эту зону, вращающуюся с $\omega = \text{const}$, называют вынужденным вихрем.

В периферийной области угловая скорость резко снижается с возрастанием радиуса.

Закон изменения скорости в этой области, особенно в сечениях, близких к сопловому, приближается к закону потенциального течения жидкости

$$v_{\tau} \cdot r = \text{const}.$$

В теории вихревого эффекта это течение принято называть свободным вихрем.

Освещенные в этой главе результаты экспериментального исследования вихревой трубы являются крайне необходимыми для правильного понимания теории вихревого эффекта, к ознакомлению с которым мы теперь можем перейти.

Глава II

ОСНОВЫ ТЕОРИИ ВИХРЕВОГО ЭФФЕКТА

2.1. ОСНОВНЫЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ РАЗРАБОТКИ И ИХ СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ИССЛЕДОВАНИЯМИ

Имеется несколько десятков теоретических работ, в которых делаются попытки вскрыть физическую сущность вихревого эффекта и дать его аналитическое решение.

Большинство работ [13, 16, 24, 80, 85, 100, 104, 117, 125, 134, 139] основано на гипотезе преобразования возникающего во входном сечении вихревой трубы свободного вихря в вынужденный вихрь. Принимается, что преобразование вихря осуществляется за счет вязкости и теплопроводности газового потока, спиральнодвигающегося вдоль трубы к дросселю. Такая схема течения наглядно объяснима физически и строго описывается системой уравнений движения, сплошности, энергии и состояния, которая для ламинарного осесимметричного потока в цилиндрических координатах имеет следующий вид.

Уравнения движения

$$v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} - \frac{v_{\tau}^2}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \nu \left(\frac{\partial^2 v_r}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 v_r}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{v_r}{r^2} \right); \quad (2.1)$$

$$v_r \frac{\partial v_{\tau}}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_{\tau}}{\partial z} + v_r \frac{v_{\tau}}{r} = \nu \left(\frac{\partial^2 v_{\tau}}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 v_{\tau}}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_{\tau}}{\partial r} - \frac{v_{\tau}}{r^2} \right); \quad (2.2)$$

$$v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 v_z}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 v_z}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_z}{\partial r} \right). \quad (2.3)$$

Уравнение сплошности

$$\frac{\partial(\rho \cdot r \cdot v_r)}{\partial r} + \frac{\partial(\rho \cdot r \cdot v_z)}{\partial z} = 0. \quad (2.4)$$

Уравнение энергии

$$\begin{aligned} \rho \cdot c_p \left(v_r \frac{\partial T}{\partial r} + v_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) = v_r \frac{\partial p}{\partial r} + v_z \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \cdot \lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \\ + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \mu' \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial v_r}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{v_r}{r} \right)^2 + \left(\frac{\partial v_z}{\partial z} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial v_r}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial r} \right)^2 + \right. \\ \left. + \left(\frac{\partial v_\tau}{\partial r} - \frac{v_\tau}{r} \right)^2 \right\} - \frac{2\mu'}{3} \left(\frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_r}{r} - \frac{\partial v_z}{\partial z} \right)^2. \end{aligned} \quad (2.5)$$

Уравнения состояния

$$p = g \cdot \rho \cdot R \cdot T. \quad (2.6)$$

Используя условия адиабатности стенок, прилипания газа к ним и делая ряд других упрощающих предположений, удастся найти решение, показывающее на возникновение энергетического разделения при преобразовании потока.

Некоторые авторы [16, 104], задаваясь радиальным распределением скорости и статической температуры в конечном сечении после процесса преобразования вихря и используя условия сохранения момента количества движения, энергии и расхода, находили распределение полной температуры в конечном сечении как функцию скорости втекания газа через тангенциальные сопла и диаметра отверстия диафрагмы.

Все перечисленные выше решения приводили к следующим выводам.

1. Для осуществления сравнимого с экспериментальными данными эффекта энергетического разделения свободный вихрь должен преобразоваться в вынужденный с периферийной скоростью более высокой, чем у свободного вихря.

2. По мере преобразования вихря статическая температура в нем должна выравниваться по радиусу.

3. Радиальный градиент полной температуры должен возрасти от нуля в процессе преобразования вихря, поэтому разделение вихря на холодный и горячий потоки необходимо осуществлять на достаточном удалении от входного (соплового) сечения в области дросселя.

4. При неизменных физических свойствах газа невозможен реверс вихревой трубы, т. е. истечение из отверстия диафрагмы подогретого потока, а из дросселя — охлажденного.

На основании этих выводов была испытана некоторыми исследователями [69] вихревая труба, у которой холодный поток

отбирался через осевое отверстие в дросселе. Такая конструкция была названа «прямоточной вихревой трубой», в отличие от описанной выше — «противоточной вихревой трубы».

Результаты испытания «прямоточной вихревой трубы» показали на ее очень низкую эффективность; при газодинамических исследованиях ее [81] выяснилось, что зона минимальных значений полной и статической температур находится в сопловом сечении; на большом протяжении вихревой зоны периферийный свободный вихрь сохраняется и не перестраивается в вынужденный; в приосевой зоне имеется устойчивая область обратного осевого течения.

Более того, в испытанных [9, 28, 48, 64, 99, 101, 121] коротких «противоточных трубах» свободный вихрь поступает в дроссель, не изменяя качественно профиля тангенциальной скорости, но при этом эффективность такой вихревой трубы оказывается значительно выше, чем «прямоточной вихревой трубы».

При малых весовых долях μ холодного потока «противоточная вихревая труба» реверсируется, т. е. выдает через отверстие диафрагмы подогретый поток, а через дроссель — охлажденный, что в принципе противоречит гипотезе преобразования вихря.

На основании этого можно заключить, что положенный в основу гипотезы преобразования вихря физический процесс хотя и реален, но не является основой энергетического процесса, определяющего работу вихревой трубы.

Целью нашей книги является описание единственно используемой на практике «противоточной вихревой трубы», поэтому в дальнейшем мы не будем касаться вопросов, связанных с рожденной теоретиками «прямоточной вихревой трубой», отсылая интересующихся к соответствующей литературе.

Газодинамические исследования вихревой трубы [37, 62, 63, 81, 129] позволяют нарисовать четкую качественную картину течения и энергообмена в вихревой зоне.

Общая картина течения газа в вихревой трубе схематично изображена на рис. 2. 1. Она позволяет утверждать, что после истечения из тангенциальных сопел закрученный поток распространяется по радиусу до тех пор, пока статическое давление на его внутренней границе не уравнивается с давлением заполняющего приосевую область газа и образует течение, близкое к потенциальному, т. е. свободному вихрю с радиальным распределением тангенциальной скорости

$$v_{\tau} \cdot r = \text{const.} \quad (2.7)$$

В момент формирования свободного вихря осевую составляющую скорости можно принять равной нулю. Вязкость и теплопроводность могут проявить себя только при возникновении градиентов скорости и температуры, поэтому для выбранного момента

ими можно пренебречь и свести систему уравнений (2.1—2.5) к виду

$$v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{v_\tau^2}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r}; \quad (2.8)$$

$$v_r \frac{\partial v_\tau}{\partial r} + v_r \frac{v_\tau}{r} = 0; \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial (\rho \cdot r \cdot v_r)}{\partial r} = 0; \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial T}{\partial r} = \frac{1}{\rho \cdot c_p} \frac{\partial p}{\partial r}. \quad (2.11)$$

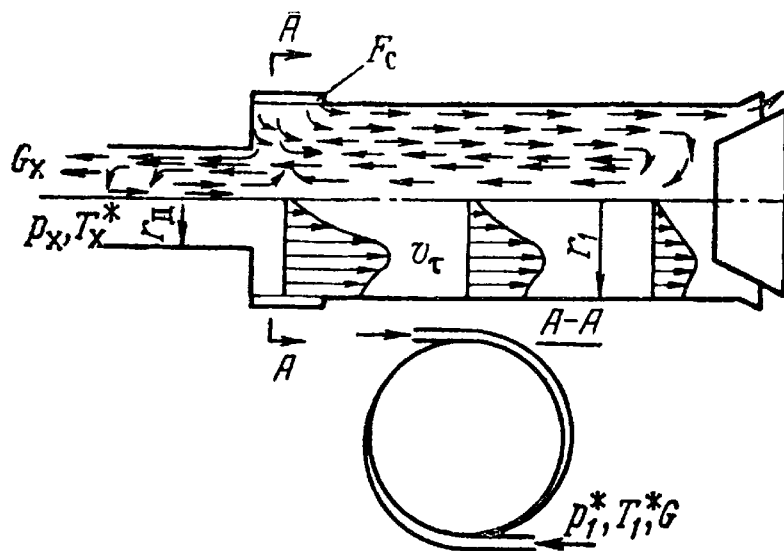


Рис. 2.1. Схема течения газа в вихревой трубе

Эта система совместно с уравнением (2.6) дает распределение скорости свободного вихря (2.7), адиабатное распределение статической температуры по радиусу

$$T \cdot p^{\frac{1-k}{k}} = C_2 \quad (2.12)$$

и постоянство полной температуры по радиусу

$$T^* = T + \frac{v_\tau^2 + v_r^2}{2g \cdot c_p} = \text{const.} \quad (2.13)$$

Силы вязкости не могут изменить этого распределения скорости.

Для доказательства этого пренебрежем сжимаемостью, тогда для вязкого несжимаемого газа уравнения движения приводятся к виду

$$v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{v_\tau^2}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \nu \left(\frac{\partial^2 v_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{v_r}{r^2} \right); \quad (2.14)$$

$$v_r \frac{\partial v_\tau}{\partial r} + v_r \frac{v_\tau}{r} = \nu \left(\frac{\partial^2 v_\tau}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_\tau}{\partial r} - \frac{v_\tau}{r^2} \right). \quad (2.15)$$

Совместно с выражением (2.10) они дают решение в виде (2.7), которое позволяет утверждать, что ни сжимаемость, ни вязкость не могут изменить в радиально-круговом потоке закона потенциального течения — закона свободного вихря. Естественно, что и теплопроводность не может привести к деформации профиля скорости.

При отсутствии теплообмена через боковые поверхности потоки массы и энергии в стационарном радиально-круговом течении через любое кольцевое сечение произвольного радиуса остаются неизменными и соответствуют их значениям на входе.

Значит полная энтальпия и соответствующая ей полная температура совершенного газа в этом течении неизменны по радиусу.

Конечный расход газа через сопло вихревой трубы и примыкающая к сопловому сечению стенка диафрагмы вынуждают свободный вихрь после формирования сноситься вдоль трубы к дросселю, при этом радиальные скорости в нем становятся пренебрежимо малыми, а уровень окружных скоростей снижается за счет вязкостного взаимодействия с приосевыми элементами и стенкой.

Можно показать [104], что свободный вихрь является устойчивым к силам внутреннего трения и не разрушается ими. Действительно, при пренебрежении радиальной и осевой составляющей скорости выражение для срезающих напряжений от сил трения можно записать так:

$$\tau = \mu' \left(\frac{\partial v_\tau}{\partial r} - \frac{v_\tau}{r} \right). \quad (2.16)$$

Для случая свободного вихря с учетом выражения (2.7) момент на единице длины кольцевого сечения на произвольном радиусе вихря составит

$$M_\tau = 2 \cdot 3,14 \cdot \tau \cdot r^2 = -4 \cdot 3,14 \cdot \mu' \cdot C_1 = \text{const.} \quad (2.17)$$

Момент постоянен по радиусу, т. е. на каждый кольцевой элемент вихря с двух сторон действуют равные и противоположно направленные моменты, которые не могут ни ускорить, ни замедлить движения элемента, т. е. не могут деформировать профиль окружной скорости свободного вихря. Вихрь может начать разрушаться только на своих радиальных границах, где в результате

трения о стенку и взаимодействия с приосевыми элементами нарушается равновесие моментов.

Силы вязкости обеспечивают поддержание постоянства момента по радиусу вихря, поэтому все вносимые извне возмущения приводят лишь к снижению общего уровня скоростей при сохранении закона их распределения по радиусу (см., например, Лойцянский Л. Г. «Механика жидкости и газа», стр. 502). Это подтверждается экспериментально установленным [81, 110] фактом сохранения свободного вихря на большом протяжении вихревой зоны трубы.

По мере снижения уровня окружных скоростей при движении вихря вдоль трубы уменьшается радиальный градиент статического давления в нем и вихрь распространяется к оси. Уменьшение радиального градиента создает осевой градиент давления, который вынуждает попавшие в приосевую область элементы газа изменить свою осевую скорость на обратную и двигаться к сопловому сечению.

В процессе перехода в приосевую область элементы газа интенсивно турбулизуются [75, 132] и за счет высокой турбулентной вязкости образуют обратный поток, вращающийся по закону вращения твердого тела, т. е. вынужденный вихрь с постоянной угловой скоростью

$$\omega = \frac{v_{\tau}}{r} = \text{const.} \quad (2.18)$$

Возникший обратный приосевой поток при своем движении закручивается все более интенсивным свободным вихрем.

Кроме передачи кинетической энергии вращения от свободного вихря к вынужденному, происходит интенсивный турбулентный теплообмен, спецификой которого является наличие очень высокого градиента статического давления, нормального к направлению осредненной скорости движения.

При перемещении элемента газа за счет радиальной турбулентной пульсационной скорости v' с одной радиальной позиции на другую в поле с высоким радиальным градиентом давления он адиабатно расширится или сожмется, соответственно изменив свою температуру [81, 134, 139]. Если после этого перемещения его температура окажется отличной от температуры расположенных на этом радиусе других элементов, то в результате смешения произойдет нагрев или охлаждение газа в этом слое. В сущности, турбулентные элементы совершают холодильные циклы, передавая тепло в периферийные слои, а источником механической энергии этих циклов является турбулентность.

Изменение температуры элемента за счет адиабатного расширения или сжатия в поле сил давления можно выразить так:

$$\left(\frac{dT}{dr}\right)_s = \frac{k-1}{k} \frac{T}{p} \frac{dp}{dr}. \quad (2.19)$$

В этом случае выражение для пульсации температуры должно быть записано [139] в таком виде:

$$T' = l \left[\frac{dT}{dr} - \left(\frac{dT}{dr} \right)_s \right]. \quad (2.20)$$

Здесь l — длина пути смешения (из теории Прандтля). Согласно теории турбулентности Прандтля удельный тепловой поток выражается так:

$$q = c_p \cdot \rho \cdot \overline{v' \cdot T'}. \quad (2.21)$$

Если приближенно считать турбулентность изотропной, то можно выразить пульсацию скорости в виде

$$v' = \frac{dv_\tau}{dr} \cdot l \quad (2.22)$$

и, учитывая (2.20), получить такое выражение для удельного теплового потока

$$q = c_p \cdot \rho \cdot l^2 \frac{dv_\tau}{dr} \left(\frac{dT}{dr} - \frac{k-1}{k} \frac{T}{p} \cdot \frac{dp}{dr} \right). \quad (2.23)$$

Это выражение показывает, что турбулентный теплоперенос в круговом потоке будет иметь место во всех случаях, когда радиальное распределение температуры отлично от закона адиабаты. При достижении адиабатного распределения температуры, отвечающего равенству

$$\frac{dT}{dr} = \frac{k-1}{k} \frac{T}{p} \frac{dp}{dr},$$

турбулентный перенос тепла прекращается ($q=0$).

Описанная выше гипотеза взаимодействия вихрей впервые была выдвинута Г. Шепером [129], хотя им было дано другое объяснение механизма энергообмена между вихрями, основанного на конвективном теплообмене. Согласно предположению Шепера за счет высокой скорости периферийного вихря статическая температура в нем ниже, чем в приосевом, поэтому при их взаимодействии осуществляется конвективный теплообмен, приводящий к выравниванию статической температуры и снижению полной температуры приосевого вихря.

Экспериментально установлено [54, 62, 81], что статическая температура монотонно убывает по радиусу к оси, это исключает предложенный Шепером механизм энергообмена.

Этим же недостатком страдает работа А. Гуляева, хотя последним приведено бесспорное экспериментальное доказательство состоятельности гипотезы взаимодействия вихрей, которое заключалось в том, что в приосевой области дросселя (рис. 2.2) устанавливалась трубка, через которую можно было подавать допол-

нительный поток газа, образующий обратный поток вихревой зоны трубы.

Без подачи дополнительного потока вихревая труба регулировалась дросселем так, что через отверстие диафрагмы суммарный холодный поток был равен нулю. В этом случае весь подаваемый через сопло газ вытекал через дроссель, не изменяя своей температуры.

Как только вводился дополнительный поток, возникал холодный поток через отверстие диафрагмы, а вытекающий через дроссель поток становился подогретым.

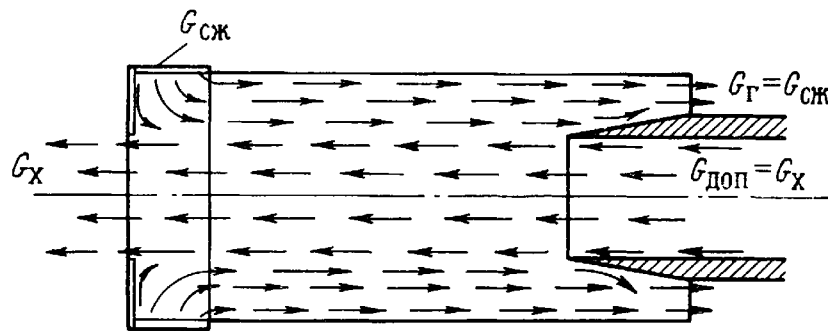


Рис. 2.2. Схема вихревой трубы с дополнительным потоком

Для оценки предельных возможностей вихревого эффекта предположим, что в сопловом сечении полностью завершился энергетический обмен между вихрями, т. е. в вынужденном вихре установилось адиабатное распределение статической температуры по радиусу (как будет показано ниже, это хорошо согласуется с опытом).

Пренебрегая осевой скоростью движения, которая влияет только на совершенство процесса энергообмена и в зоне разделения вихрей равна нулю, из уравнения движения (2.1), которое для нашего случая принимает вид

$$\frac{v_{\tau}^2}{r} + \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} = 0, \quad (2.24)$$

и выражений (2.6) и (2.7) можно найти распределение статического давления в свободном вихре

$$p = p_1 \left[1 - \frac{k-1}{2} M_1^2 \left(\frac{1}{\bar{r}^2} - 1 \right) \right]^{\frac{k}{k-1}}. \quad (2.25)$$

Здесь M_1 — число Маха на периферии свободного вихря (на выходном срезе сопла);

$\bar{r} = \frac{r}{r_1}$ — относительный текущий радиус;

p_1 — статическое давление на периферии свободного вихря в сопловом сечении.

Учитывая тепловую и механическую сопряженность вихрей на относительном радиусе их разделения \bar{r}_2 и используя выражение (2. 18), получим распределение статического давления в вынужденном вихре в виде

$$p = p_1 \left[\left(\frac{1}{\pi_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} + \frac{k-1}{2} M_1^2 \frac{\bar{r}^2}{\bar{r}_2^4} \right]^{\frac{k}{k-1}}. \quad (2. 26)$$

Здесь $\pi_1 = \frac{p_1}{p_{oc}}$ — степень расширения газа в вихре;
 p_{oc} — статическое давление на оси соплового сечения.

Условие равенства давлений двух вихрей на радиусе их разделения \bar{r}_2 позволяет приравнять правые части выражений (2. 25) и (2. 26) и найти выражение для \bar{r}_2 :

$$\bar{r}_2^2 = \frac{(k-1) M_1^2}{1 - \left(\frac{1}{\pi_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} + \frac{k-1}{2} M_1^2}. \quad (2. 27)$$

Радиус разделения вихрей является функцией числа M_1 и степени расширения π_1 газа в вихре.

При обычно используемых в вихревых трубах суживающихся входных соплах (попытки использования сверхзвуковых сопел не привели к положительным результатам) имеется условие $M_1 \ll 1$, что экспериментально подтверждается «запиранием» вихревой трубы при достижении критической скорости на срезе сопла.

Если считать радиальную высоту соплового среза незначительной, что можно достичь заменой одного сопла рядом равномерно расположенных по окружности сопел, то неравномерностью скорости на срезе сопла можно пренебречь и считать, что скорость истечения из сопла соответствует периферийной скорости в вихре.

Экспериментально установленная [54] справедливость этого вывода обосновывается выражением (2. 27). В случае истечения газа через суживающееся сопло в неограниченную среду при наличии сверхкритического перепада давления имеет место дополнительное расширение с увеличением скорости за срезом сопла.

Для рассматриваемого случая истечения в ограниченное пространство с последующим круговым движением возможно дальнейшее неограниченное расширение газа за счет распространения на меньшие радиусы.

Значение господствующего в цилиндрической полости давления будет определять радиальную протяженность возникающего периферийного свободного вихря, т. е. его внутреннюю границу \bar{r}_2 .

Если предположить предельный теоретический случай, когда в полости вихревой трубы господствует абсолютный вакуум ($\pi_1 = \infty$), то возникающий при истечении газа через суживающиеся сопла свободный вихрь может распространиться до минимально возможного радиуса, определяемого выражением (2.27) при $M_1 = 1$ и $\pi_1 = \infty$:

$$(\bar{r}_2)_{\min} = \left(2 \frac{k-1}{k+1}\right)^{0.5}. \quad (2.28)$$

Для двухатомных газов $(\bar{r}_2)_{\min} = 0,577$.

Эюра распределения тангенциальных скоростей по радиусу в сопловом сечении изображена на рис. 2.3.

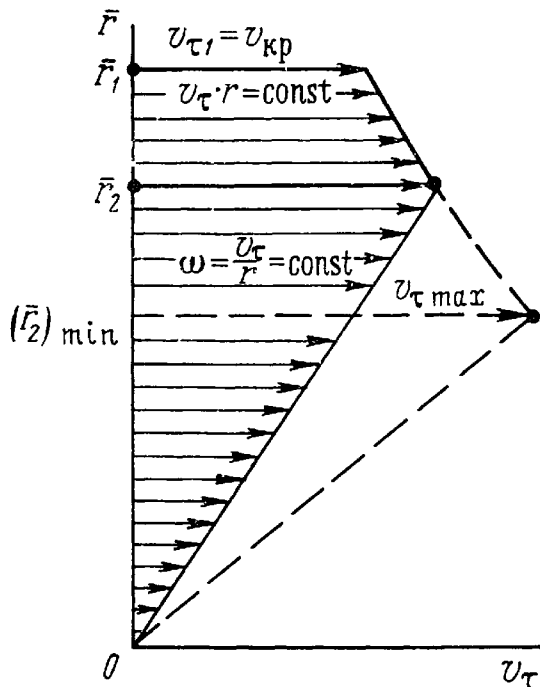


Рис. 2.3. Распределение тангенциальной скорости в сопловом сечении

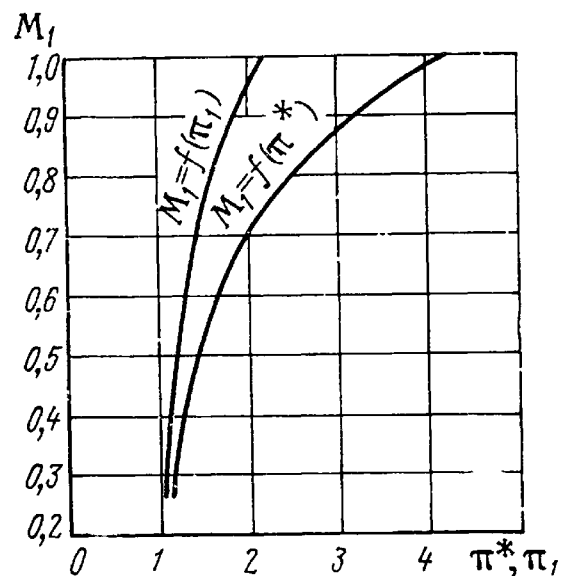


Рис. 2.4. Зависимость M_1 от π_1 и π_1^*

Согласно принципу максимального расхода в вихревой трубе всегда наблюдается [28, 54, 62, 63] тенденция к установлению максимального значения M_1 , которое при малых значениях π_1 реализуется за счет установления $\bar{r}_2 = 1$.

В этих условиях, т. е. при $M_1 < 1$, свободный вихрь не может распространиться по радиусу и образует тонкий наружный слой, толщина которого определяется только его средней осевой скоростью и расходом, а число M_1 является только функцией π_1 , представленной на рис. 2.4.

При достаточном возрастании π_1 входная скорость достигает своего максимума ($M_1 = 1$), после чего начинает уменьшаться \bar{r}_2 . Минимальное значение $(\pi_1)_{\min}$, при котором имеет место крити-

ческое истечение из входных сопел ($M_1 = 1$), определяется выражением

$$(\pi_1)_{\min} = \left(\frac{2}{3-k} \right)^{\frac{k}{k-1}}. \quad (2.29)$$

Распределение статической температуры и плотности в вынужденном вихре могут быть получены из выражения (2.26) и уравнения адиабаты (2.12) в таком виде:

$$T = T_1 (a + b\bar{r}^2). \quad (2.30)$$

$$\rho = \rho_1 (a + b\bar{r}^2)^{\frac{1}{k-1}}, \quad (2.31)$$

где

$$a = \left(\frac{1}{\pi_1} \right)^{\frac{k-1}{k}}; \quad b = \frac{k-1}{2 \cdot \bar{r}_2^4} M_1^2. \quad (2.32)$$

Распределение полной температуры для вынужденного вихря выразится

$$T^* = T_1 \left(1 + \frac{k-1}{2} M_1^2 \right) = T_1 (a + 2b\bar{r}^2). \quad (2.33)$$

Для расчетов удобнее заменить статическую температуру T_1 и давление p_1 на полную температуру T_1^* подаваемого к вихревой трубе газа:

$$T_1^* = T_1 \left(1 + \frac{k-1}{2} M_1^2 \right) \quad (2.34)$$

и полное давление

$$p_1^* = p_1 \left(1 + \frac{k-1}{2} M_1^2 \right)^{\frac{k}{k-1}}, \quad (2.35)$$

а также ввести величину — полную степень расширения газа в вихре

$$\pi^* = \frac{p_1^*}{p_{oc}} = \pi_1 \left(1 + \frac{k-1}{2} M_1^2 \right)^{\frac{k}{k-1}}. \quad (2.36)$$

Нетрудно получить из (2.36) и (2.29) выражение для минимального значения π^* , при котором возникает критическое истечение из сопел:

$$\pi_{\min}^* = \left(\frac{k+1}{3-k} \right)^{\frac{k}{k-1}}. \quad (2.37)$$

Для двухатомных газов ($k = 1,4$) получим

$$\pi_{\min}^* = 4,12. \quad (2.38)$$

При наличии в диафрагме центрального круглого отверстия с относительным радиусом \bar{r}_d у вихря соплового сечения имеется возможность сообщаться с окружающей средой, давление в которой p_x . Там, где в области отверстия диафрагмы статическое давление вихря соплового сечения окажется выше, чем p_x , появится осевое движение элементов вихря через отверстие диафрагмы со скоростью v_z . Это течение в первую очередь возникнет в периферийной области отверстия, где уровень давления выше. На меньших радиусах вихря статическое давление может оказаться меньше, чем p_x и здесь будет наблюдаться подсос газа из окружающей среды со скоростью v'_z . Схематичная эпюра распределения осевой скорости в отверстии диафрагмы изображена на рис. 2.5.

Величина осевой скорости истечения v_z из отверстия диафрагмы на произвольном радиусе \bar{r} может быть выражена

$$v_z^2 = \frac{2k}{k-1} gRT_1 (a + b\bar{r}^2 - c). \quad (2.39)$$

Здесь

$$c = \left(\frac{p_x}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}}. \quad (2.40)$$

Осевая скорость подсосывания v'_z выразится такой зависимостью

$$(v'_z)^2 = \frac{2k}{k-1} gRT_1 (a + b\bar{r}^2) \left(1 - \frac{a + b\bar{r}^2}{c} \right). \quad (2.41)$$

При наличии в отверстии диафрагмы прямых и обратных осевых скоростей возникает вторичный вихревой эффект, который может привести к реверсу вихревой трубы. Этот эффект состоит в том, что вытекающие через периферийную область отверстия диафрагмы элементы газа, имея достаточно высокую тангенциальную скорость, закручивают текущий навстречу приосевой поток и обмениваются с ним энергией так же, как в основной вихревой зоне.

За счет этого турбулентного энергообмена обратный поток через отверстия диафрагмы будет охлаждаться, а прямой, из которого формируется результирующий холодный поток, будет подогреваться.

Подогрев во вторичной вихревой зоне может оказаться выше охлаждения этих элементов в основной вихревой зоне трубы, что обеспечит повышение средней температуры вытекающего из от-

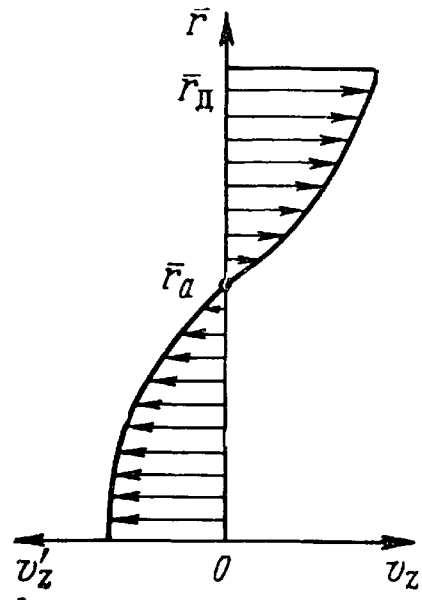


Рис. 2.5. Распределение осевой скорости в отверстии диафрагмы

версия диафрагмы потока по сравнению с температурой газа на входе в вихревую трубу, т. е. создаст реверс вихревой трубы.

На основании принятого нами для основной вихревой зоны предположения о завершении процесса турбулентного энергообмена в сопловом сечении будем считать, что возвратившиеся через отверстие диафрагмы в сопловое сечение приосевые элементы вторичной вихревой зоны будут иметь параметры, присущие элементам вихря соплового сечения на данном радиусе.

Тогда выражение для среднemasсовой полной температуры вытекающего через отверстие диафрагмы потока может быть записано так:

$$T_x^* = \frac{\int_{\bar{r}_a}^{\bar{r}_d} \rho_u \cdot v_z T^* \cdot \bar{r} \cdot d\bar{r} - \int_0^{\bar{r}_a} \rho \cdot v'_z \cdot T^* \cdot \bar{r} \cdot d\bar{r}}{\int_{\bar{r}_a}^{\bar{r}_d} \rho_u \cdot v_z \bar{r} \cdot d\bar{r} - \int_0^{\bar{r}_a} \rho \cdot v'_z \cdot \bar{r} \cdot d\bar{r}}. \quad (2.42)$$

Здесь

$$\rho_u = \rho_1 \cdot c^{\frac{1}{k-1}}, \quad (2.43)$$

а предел интегрирования

$\bar{r}_a = \left(\frac{c-a}{b}\right)^{0.5}$ — относительный радиус нулевой осевой скорости в отверстии диафрагмы, определяемый равенством на нем давления в вихре и в окружающей среде.

Расход холодного потока определится так:

$$G_x = 2 \cdot 3,14 \cdot g r_1^2 \left[\int_{\bar{r}_a}^{\bar{r}_d} \rho_u \cdot v_z \cdot \bar{r} \cdot d\bar{r} - \int_0^{\bar{r}_a} \rho \cdot v'_z \cdot \bar{r} \cdot d\bar{r} \right]. \quad (2.44)$$

При известной площади F_c проходного сечения входных сопел суммарный расход газа через вихревую трубу составит

$$G = F_c \cdot p_1^* \left(\frac{k \cdot g}{RT_1}\right)^{0.5} \frac{M_1}{\left(1 + \frac{k-1}{2} M_1^2\right)^{\frac{k+1}{2(k-1)}}}. \quad (2.45)$$

Из последних двух выражений может быть определена весовая доля холодного потока μ (1.3).

После замены подинтегральных величин из выражений (2.31), (2.33), (2.39), (2.41), (2.43) выражения (2.42) и (2.44) могут быть сведены к квадратурам при определенных значениях показателя адиабаты k , в частности, для $k=1,4$ (двухатомные газы,

воздух) можно получить такое выражение для относительной температуры холодного потока

$$\theta_x = \frac{T_x}{T_1} = \frac{1}{1 + 0,2M_1^2} \cdot \frac{\frac{c^3}{15b} \left[(-y)^{1,5} (a - 6b\bar{r}^2 + 4c) \right] \bar{r}_a - \left[\frac{c^3 (a - 2c)}{3b} y + \frac{c^3}{3b} (-y) \bar{r}_a - \frac{ac^4}{b} \left[\frac{5}{256} \ln \frac{1+z}{1-z} + \frac{5z}{128(1-z)} + \frac{c^2(8c-3a)}{5b} y^5 + \frac{c(3a-12c)}{7b} y^7 + \frac{8c-a}{cb} y^9 - \frac{2}{11b} y^{11} \right] \bar{r}_a}{+ \frac{5z}{192(1-z^2)^2} + \frac{z}{48(1-z^2)^3} - \frac{z}{8(1-z^2)^4} \Big|_0 \bar{r}_a} \quad (2.46)$$

и выражение для весовой доли холодного потока

$$\mu = \frac{5,3(1 + 0,2M_1^2)^{2,5}}{\bar{F}_c \cdot M_1 \cdot b \cdot c^{0,5}} \left\{ \frac{c^3}{3} (-y)^{1,5} \right] \bar{r}_a - a \cdot c^4 \left[\frac{5}{256} \ln \frac{1+z}{1-z} + \frac{5}{128(1-z^2)} + \frac{5z}{192(1-z^2)^2} + \frac{z}{48(1-z^2)^3} + \frac{z}{8(1-z^2)^4} \right] \bar{r}_a \Big|_0 \right\}. \quad (2.47)$$

Здесь \bar{F}_c — относительная площадь сопла, определяемая по выражению (1.12):

$$y = c - a - b\bar{r}^2; \quad z = \left(1 - \frac{c}{a + b\bar{r}^2} \right)^{0,5}.$$

По относительной температуре холодного потока θ_x нетрудно определить и температурную эффективность его

$$\eta = \frac{1 - \theta_x}{1 - \left(\frac{1}{\pi} \right)^{\frac{k-1}{k}}}, \quad (2.48)$$

где π — степень расширения газа в вихревой трубе (1.16). Анализируя выражения (2.46) и (2.47), можно увидеть, что

$$\theta_x = \theta(\pi, \mu, \bar{r}_d, \bar{F}_c), \quad (2.49)$$

а величина μ зависит еще и от давления p_{oc} на оси вихря соплового сечения.

Изменение давления p_{oc} в вихревой трубе осуществляется за счет регулирования дросселя. Длина вихревой зоны трубы не является определяющей в полученных нами выражениях, так как сам механизм турбулентного энергообмена мы не рассматривали, а приняли предположение о том, что в вихревой зоне произвольной длины созданы условия, обеспечивающие завершение этого процесса при подходе вынужденного вихря к сопловому сечению.

Как было сказано ранее, для малых μ (малых осевых скоростей вынужденного вихря) эти условия обеспечиваются при самых различных длинах труб, от 50 до 2-х калибров. Это объясняется тем, что за счет высоких окружных скоростей путь взаимодействия двух вихрей оказывается на порядок больше, чем осевая протяженность этих вихрей.

При больших величинах μ , когда заметно возрастают осевые скорости и увеличиваются потоки энергии между вихрями, для

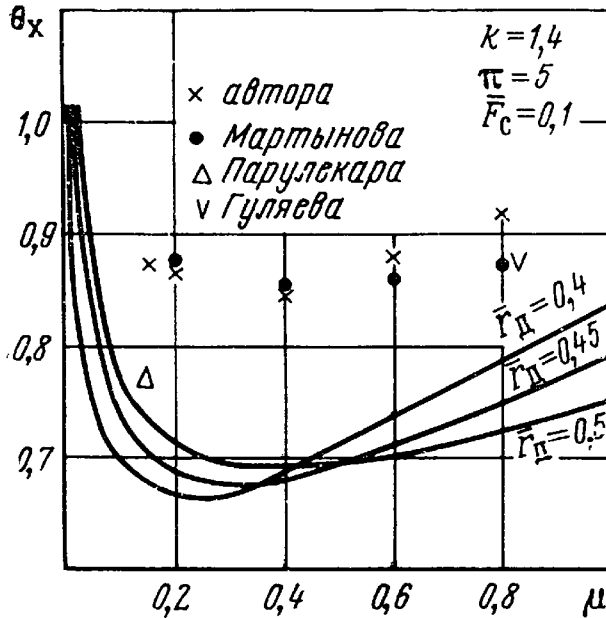


Рис. 2.6. Расчетные характеристики вихревой трубы

повышения совершенства энергообмена необходимо или удлинять вихревую зону [4, 100] (что, кроме увеличения пути взаимодействия, способствует развитию турбулентности вынужденного вихря), или вводить искусственную турбулизацию формирующегося на горячем конце вынужденного вихря [45, 65, 135], а также предварительно охлаждать элементы газа, поступающие из горячего потока на формирование вынужденного вихря, т. е. охлаждать периферийный поток [9, 18, 55, 95], или исключить возможность попадания в приосевую зону наиболее на-

гретых пристеночных слоев периферийного вихря за счет конусности вихревой трубы [18, 38, 66, 99].

Полученные нами выражения дают предельно возможные эффекты охлаждения, поэтому построенные по ним кривые, представленные на рис. 2.6, являются предельными характеристиками вихревой трубы.

Расчетные кривые качественно хорошо согласуются с экспериментальными кривыми, полученными различными исследователями [4, 33, 34, 47, 100]: минимумы расчетных кривых лежат в области $\mu = 0,3 \div 0,4$; при $\mu \rightarrow 0$ величина θ_x становится больше единицы, подтверждая наличие реверса вихревой трубы; при $\mu = 1$ вихревая труба может обеспечить значительный эффект охлаждения всего потока, что соответствует работе охлаждаемой вихревой трубы.

В соответствии с экспериментальными результатами с ростом $\bar{\Gamma}_d$ максимум эффекта охлаждения уменьшается и смещается к большим значениям μ , увеличивается эффект подогрева при реверсе и эффект охлаждения на режиме $\mu = 1$; с ростом \bar{F}_c наблюдаются обратные изменения.

Огибающая расчетных кривых дает зависимость \bar{r}_d от μ , соответствующую экспериментальной зависимости (1. 11).

Нанесенные на рис. 2. 6 экспериментальные точки, полученные различными исследователями, показывают на возможность заметного повышения получаемого эффекта охлаждения, что подтверждается результатами Парулекара.

Ход кривых в области $\mu=1$ показывает, что эффект охлаждения может быть получен и при $\mu>1$. Реализовать такой режим можно, если в торцовой стенке закрытого горячего конца охлаждаемой вихревой трубы сделать осевое отверстие, через которое дополнительно вводить в вихревую зону газ под небольшим избыточным давлением.

Смешиваясь с приосевым вихрем, этот газ также пройдет процесс энергетического взаимодействия и выйдет через отверстие диафрагмы охлажденным.

Расчеты показывают, что при увеличении \bar{F}_c и неизменном μ возрастает абсолютный расход через отверстие диафрагмы, что требует повышенного уровня давлений внутри вихревой зоны, т. е. уменьшения π_1 и соответственно — эффекта охлаждения холодного потока.

При уменьшении \bar{F}_c возрастает влияние пограничного слоя диафрагмы на температуру холодного потока.

Если давление p_x среды за отверстием диафрагмы будет настолько высоким, что суммарный расход G_x через отверстие диафрагмы станет отрицательным ($\mu<0$), вихревая труба будет работать как вакуум-насос. На этом режиме при заданном μ путем решения выражения (2. 47) можно определить величину c и давление p_x , поддерживаемое вихревой трубой в вакуумируемой среде.

Минимальное давление $(p_x)_{\min}$ при вакуумировании замкнутого объема определится из условия $\mu=0$.

При определенном значении p_x максимальный расход вакуумируемой среды (случай $\mu_{\min}<0$) будет иметь место при возникновении критического течения подсасываемого газа во всем сечении отверстия диафрагмы.

Влияние пограничного слоя диафрагмы

Высокий радиальный градиент статического давления в вихре соплового сечения (порядка одной атмосферы на миллиметр длины радиуса) создает значительный радиальный расход пограничного слоя на плоскости диафрагмы, соизмеримый с расходом холодного потока.

Несмотря на возможный турбулентный обмен между пограничным слоем и вихрем, первый формируется на радиусе \bar{r}_1 из элементов внешнего свободного вихря, имеющих полную температуру T_1^* , кроме того пограничный слой движется вдоль теплой стенки диафрагмы и подогревается ею. Теплообмен пограничного

слоя с вихрем затруднен тем, что при спиральном движении пограничного слоя к центру имеет место [74] непрерывный расход его в вихрь соплового сечения.

Поэтому можно ожидать, что температура пограничного слоя близка к температуре T_1^* .

Как только давление в вихре на внешнем радиусе \bar{r}_d отверстия диафрагмы превысит давление p_x окружающей среды и начнется процесс истечения, в первую очередь через отверстие диафрагмы начинает вытекать теплый пограничный слой. Это произойдет еще при отрицательном суммарном расходе через отверстие диафрагмы, т. е. при $\mu < 0$.

При малых положительных μ подмешивание пограничного слоя к холодному потоку заметно влияет на температуру последнего, снижая эффект его охлаждения (или эффект его подогрева на режиме реверса).

Аналитический учет влияния пограничного слоя на характеристики вихревой трубы представляет значительные трудности ввиду отсутствия решения задачи пограничного слоя с соответствующими вихревой трубе граничными условиями.

Наиболее близкой к этому случаю является решенная в работе [74] задача осесимметричного пограничного слоя на неподвижной плоской стенке бесконечного радиуса при вращении над ней несжимаемой жидкости с постоянной угловой скоростью ω .

Полученное в ней решение дает следующее выражение для объемного расхода V_{Π} пограничного слоя на радиусе r_d :

$$V_{\Pi} = 3,14 \cdot B \cdot r_d^2 \sqrt{\omega \cdot \nu}, \quad (2.50)$$

где ν — кинематическая вязкость.

Весовой расход пограничного слоя

$$G_{\Pi} = V_{\Pi} \cdot g \cdot \rho_{\Pi}. \quad (2.51)$$

По уравнению состояния $\rho_{\Pi} = \frac{p_{\Pi}}{gRT_1^*}$,

а согласно выражению (2.26)

$$p_d = p_1 (a + br_d^{-2})^{\frac{k}{k-1}} = p_1^* \frac{(a + br_d^{-2})^{\frac{k}{k-1}}}{\left(1 + \frac{k-1}{2} M_1^2\right)^{\frac{k}{k-1}}}. \quad (2.52)$$

Подсчитаем относительный весовой расход μ_{Π} пограничного слоя, представляющий собой отношение расхода пограничного слоя к общему расходу вихревой трубы

$$\mu_{\Pi} = \frac{G_{\Pi}}{G}. \quad (2.53)$$

Используя выражение (2.45) при $M_1 = 1$, получим зависимость для μ_{Π} в таком виде:

$$\mu_{\Pi} = \frac{B \cdot \bar{r}_{\Pi}^2 \left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{1}{k-1}} \cdot (a + b\bar{r}_{\Pi}^2)^{\frac{k}{k-1}} \sqrt{\omega \cdot v}}{\bar{F}_c \sqrt{k \cdot g \cdot RT_1^*}}.$$

Если, следуя решению [74], считать приближенно кинематическую вязкость ν величиной постоянной, а согласно выражению (2.27) при $M_1 = 1$ и условию сопряженности вихрей величину угловой скорости ω выразить такой зависимостью

$$\omega = \frac{2}{r_1} \sqrt{\frac{T_1^* \cdot b \cdot g \cdot c_p}{(k+1) \cdot A}},$$

то выражение для μ_{Π} можно привести к виду:

$$\mu_{\Pi} = \frac{2 \cdot B \cdot \bar{r}_{\Pi}^2 (a + b\bar{r}_{\Pi}^2)^{\frac{k}{k-1}}}{\bar{F}_c} \left[\frac{\nu}{r_1 (k+1)} \right]^{0.5} \cdot \left[\frac{b \cdot c_p}{A \cdot g \cdot T_1^* (k+1)} \right]^{0.25}. \quad (2.54)$$

Из этого выражения выясняется интересная особенность пограничного слоя, заключающаяся в том, что относительный весовой расход его зависит от масштаба вихревой трубы (от r_1), при этом с возрастанием абсолютных размеров вихревой трубы μ_{Π} уменьшается, что снижает влияние пограничного слоя на получаемый эффект охлаждения и подтверждает экспериментально полученную зависимость эффекта охлаждения от масштаба вихревой трубы.

Если пренебречь толщиной вытеснения пограничным слоем холодного потока в отверстии диафрагмы, температуру холодного потока $(T_x^*)_{\Pi}$ с учетом подмешивания пограничного слоя можно подсчитать из уравнения теплового баланса:

$$(\mu + \mu_{\Pi}) (T_x^*)_{\Pi} = \mu \cdot T_x^* + \mu_{\Pi} \cdot T_1^*. \quad (2.55)$$

Отсюда можно выразить относительную температуру θ_x' холодного потока при подмешивании пограничного слоя

$$\theta_x' = \frac{(T_x^*)_{\Pi}}{T_1^*} = \frac{\mu \theta_x + \mu_{\Pi}}{\mu + \mu_{\Pi}}, \quad (2.56)$$

где θ_x подсчитывается по выражению (2.46).

На рис. 2.7 представлены кривые θ_x и θ_x' для $\bar{F}_c = 0,1$, $\pi = 4$ и 6 ; $\bar{r}_{\Pi} = 0,4$; $r_1 = 5$ мм.

Кривые показывают, что в приведенном случае подмешивание пограничного слоя может снизить получаемый эффект охлаждения холодного потока на 8%.

Это влияние особенно заметно на малых μ , а на больших практически исчезает из-за снижения как величины $\mu_{п}$, так и отношения $\frac{\mu_{п}}{\mu}$.

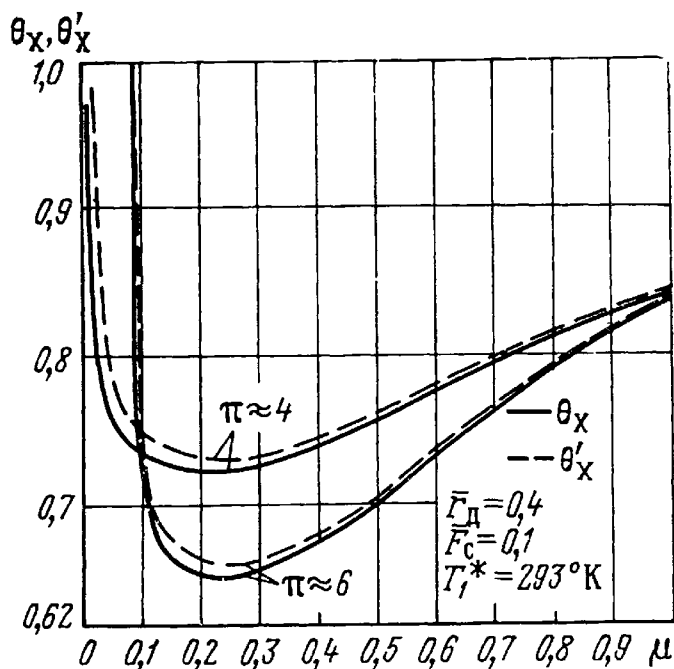


Рис. 2.7. Влияние пограничного слоя диафрагмы на θ_x

Пограничный слой еще более заметно снижает эффект подгрева «холодного потока» при реверсе вихревой трубы, так как в этом случае резко возрастает величина $\frac{\mu_{п}}{\mu}$.

Этим объясняется сложность регистрации реверса при малых отверстиях диафрагмы.

Влияние конечной высоты сопла

Перед рассмотрением потока в сопловом сечении вихревой трубы мы предположили, что сопловые входы распределены по периферии и имеют пренебрежимо малую радиальную высоту, что позволило считать поток на выходе из сопел одномерным.

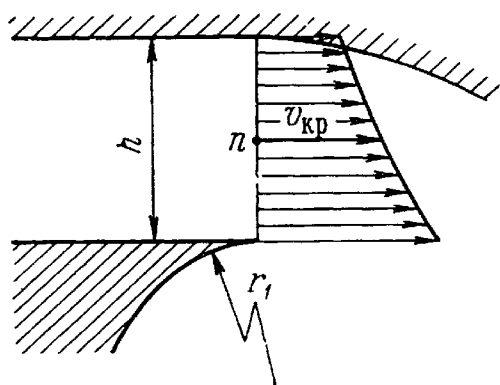


Рис. 2.8. Распределение скорости на срезе сопла конечной высоты

В действительных конструкциях с ограниченным числом сопел (чаще всего — с одним соплом) высота сопел h (рис. 2.8) соизмерима с диаметром трубы, что оказывает существенное влияние на структуру вихря в сопловом сечении.

Тангенциальное расположение сопла и высокий радиальный

градиент давления в вихре приводят к заметной неравномерности скорости на выходе из сопла, причем наиболее удаленные от оси трубы слои имеют минимальную скорость, а наиболее близкие к оси — максимальную.

Согласно принципу максимального расхода при достаточном перепаде давления общий уровень скорости истечения из сопла будет близким к критическому, а так как скорость переменна по высоте, то в какой-то точке n (см. рис. 2. 8) скорость будет равна критической, а на радиусе r_1 — сверхзвуковой.

Наличие сверхзвуковой скорости ($M_1 > 1$) на периферийном радиусе вихревой трубы приводит к повышению общего уровня скоростей свободного вихря, что равноценно снижению расчетного \bar{r}_d вихревой трубы.

2.2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА ГИПОТЕЗЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВИХРЕЙ

Проверка гипотезы взаимодействия вихрей может быть осуществлена как по результатам исследования суммарного термодинамического эффекта охлаждения холодного потока вихревой трубы, так и по результатам внутренних газодинамических исследований вихря в сопловом сечении при закрытом отверстии диафрагмы.

Последние удобны тем, что при закрытом холодном конце имеются условия, близкие к расчетным, так как в этом случае обеспечиваются малые осевые скорости в вихре соплового сечения, достаточно хорошо устраняется влияние пограничного слоя диафрагмы и обеспечивается широкий диапазон отношения π^* при неизменном давлении p_1^* на входе в вихревую трубу.

Как в первом, так и во втором случае может быть зафиксирован момент возникновения критической скорости ($M_1 = 1$) на срезе входного сопла при $\pi^* = \pi_{\text{min}}^*$, определяемый при неизменном давлении p_1^* моментом прекращения изменения расхода, а также зондированием выходного среза сопла.

Таким образом, для экспериментальной проверки гипотезы взаимодействия вихрей необходима установка, позволяющая изменять в широком диапазоне отношение давлений π^* при неизменном давлении p_1^* перед соплом, изменять площадь \bar{F}_c проходного сечения сопла, а также зондировать вихрь в сопловом сечении.

К измерительной аппаратуре в этих исследованиях предъявляются также специфические требования.

Сложность задачи зондирования трехмерного турбулентного потока усугубляется здесь большими перепадами температуры, измеряемыми десятками градусов на миллиметр, поэтому при использовании в качестве измерителя полной температуры армированной термопары можно получить существенную ошибку в из-

мерении за счет теплопритока вдоль армировки, так как при положительной температуре в окружающей среде температура в центре вихря снижения до -130°C .

Измерение статических и полных давлений также сопряжено со значительными трудностями. Обычный способ измерения статического давления через отверстия в плоскости диафрагмы, строго говоря, неприменим в этом случае для точных измерений, так как осесимметричный пограничный слой на плоскости диафрагмы имеет градиент давления по высоте [74].

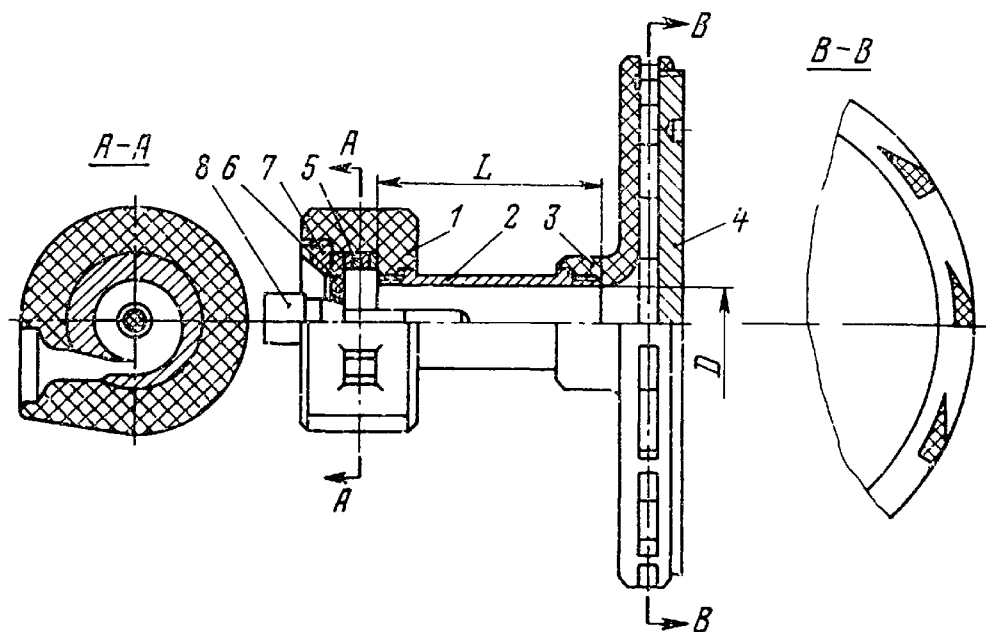


Рис. 2.9. Конструкция вихревой трубы с диффузором

Измерение полных давлений введением зонда вызывает заметное возмущение и перестройку потока [28, 37, 46, 81].

Высокие радиальные градиенты статического давления и скорости затрудняют использование комбинированного зонда замера полного и статического давлений при осевом вводе его через стенку диафрагмы.

Проверка гипотезы по результатам предшествующих газодинамических исследований затруднена тем, что в них поток зондировался на расстоянии одного-трех калибров от соплового сечения, где вихрь перетерпевает заметные изменения.

Исходя из всех указанных выше соображений, проверка гипотезы взаимодействия вихрей производилась [48, 54, 56] на вихревых трубах со щелевым диффузором. Конструкция одной из них изображена на рис. 2.9.

В корпусе 1 укреплена цилиндрическая трубка 2 с внутренним диаметром $D=20$ мм, на которой установлен диффузор 3 с подвижной задней стенкой 4, позволяющей регулировать ширину щели диффузора. В кольцевой полости корпуса 1 помещена соб-

ранная из пакета пластин улитка 5, имеющая тангенциальный прямоугольный сопловой вход.

Внутренняя цилиндрическая поверхность улитки образует спираль Архимеда.

Сопло закрыто диафрагмой 6, поджимаемой гайкой 7.

В коническом центральном отверстии диафрагмы фиксируется пробник 8. Длина L вихревой зоны может изменяться за счет установки трубок 2 различной длины.

Площадь проходного сечения F_c сопла изменяется уменьшением числа пластин в улиточном пакете.

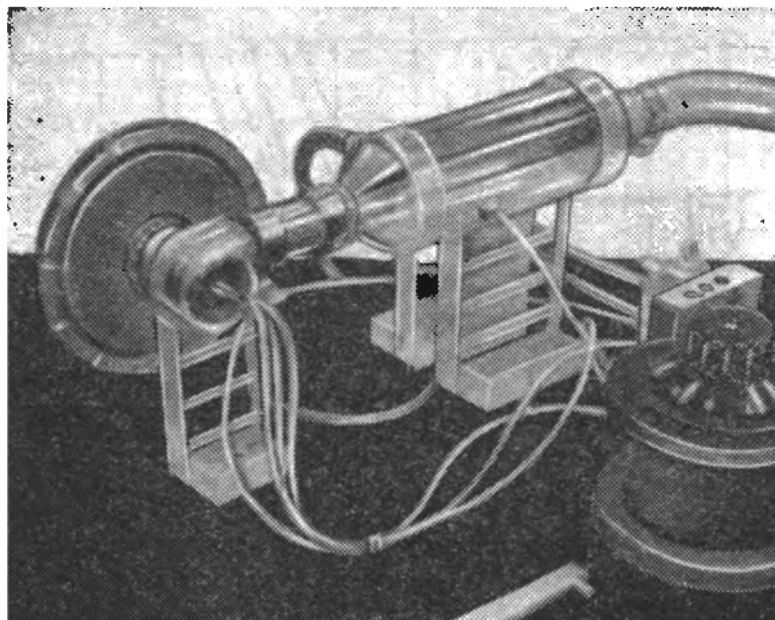


Рис 2. 10. Общий вид установки для исследования вихревой трубы с диффузором

С целью уменьшения тепловых потоков, вся установка, за исключением улитки и гайки, выполнена из плексигласа.

Общий вид установки изображен на рис. 2. 10.

В качестве измерителей температуры в вихре использовались цилиндрические пробники, вводимые строго по оси через отверстие диафрагмы и представляющие собой несколько изолированных друг от друга медных посеребренных колец (или одно кольцо), укрепленных на эбонитовом корпусе пробника. К каждому кольцу заподлицо подпаивалась термопара. В пробниках имелся осевой канал измерения статического давления.

Диаметры пробников составляли 0,25; 0,3 и 0,4 от диаметра D вихревой трубы.

Основным назначением диффузора являлась утилизация тангенциальной скорости вихря для преобразования ее в энергию давления.

Диффузор позволил значительно снизить давление на оси вихря и при невысоких давлениях сжатого воздуха перед соплом

получать высокие отношения давлений π^* в вихре, а также плавно изменять их от максимального до близкого к единице, что осуществлялось изменением ширины щели диффузора при неизменном расходе G .

В сущности вихревая труба с диффузором представляет собой модификацию созданного М. Г. Дубинским [21] вихревого вакуум-насоса.

Недостатками описанной установки являлись малые масштабы, затруднявшие зондирование вихря другими видами измерителей, а также односопловой вход, который нарушал осевую сим-

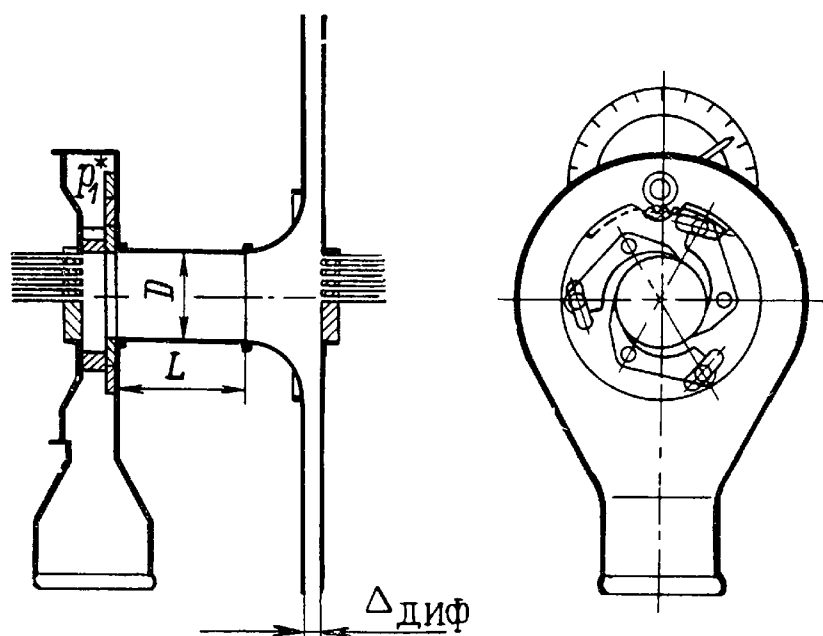


Рис. 2. 11. Конструкция трехсопловой вихревой трубы с диффузором

метрию вихря соплового сечения и создавал повышенные скорости ($M_1 > 1$) на внешнем радиусе вихря за счет своей большой радиальной высоты. Эти недостатки были устранены в последующих конструкциях вихревых труб (рис. 2. 11), имеющих большие размеры ($D = 30$ и 100 мм) и трехсопловой вход с регулируемой площадью проходного сечения.

Трехсопловой вход создавался зажатými между корпусом вихревой трубы и диафрагмой сухариками, равномерно расположенными по окружности и могущими проворачиваться вокруг осей их закрепления, что обеспечивало изменение проходного сечения сопел без демонтажа установки, значительно меньшую радиальную высоту сопел и хорошую осевую симметрию вихря соплового сечения.

Вихревая труба $D = 30$ мм позволяла зондировать сопловое сечение комбинированными датчиками давления и термопарами,

а вихревая труба $D = 100$ мм — исследовать пограничный слой на диафрагме и распределение скорости по высоте сопла.

В результате исследования описанных вихревых труб получены неоспоримые доказательства справедливости основных положений гипотезы взаимодействия вихрей.

Определение минимального отношения давлений π_{\min}^* , при котором возникает критическая скорость истечения из сопла ($M_1 = 1$), проводилось двумя методами: регистрацией момента прекращения изменения расхода через сопло при неизменном p_1^* и увеличении π^* за счет регулирования щели диффузора, а также

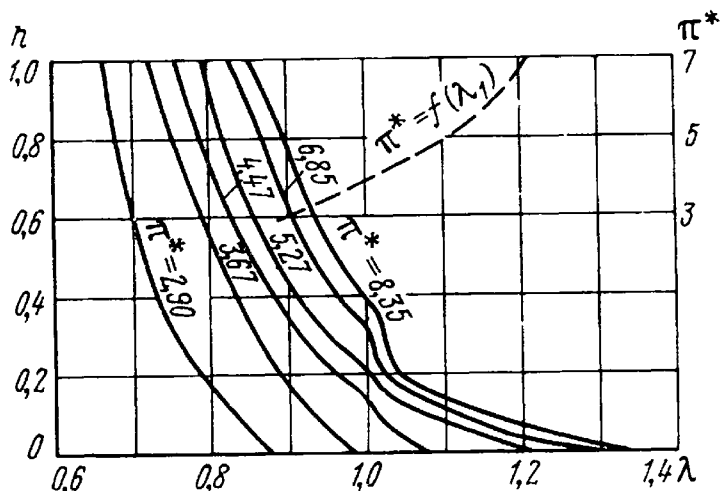


Рис. 2. 12. Замеренные распределения безразмерной скорости на выходном срезе сопла при различных π^*

регистрацией момента возникновения критической скорости на радиусе \bar{r}_1 выходного сечения сопла.

Для проведения этих исследований была изучена картина распределения скорости по относительной высоте \bar{h} сопла путем дренирования стенки выходного сечения в 20 точках.

Замеренные распределения для различных π^* приведены на рис. 2. 12 в виде кривых безразмерной скорости

$$\lambda_1 = \frac{v_1}{a_{кр1}}; \quad a_{кр1} = \sqrt{\frac{2k}{k+1} gRT_1}$$

Согласно им для $\pi^* < 4$ при заметной неравномерности скорость по всей высоте сопла дозвуковая.

В области $\pi^* > 4$ наблюдается возрастание неравномерности скорости по высоте сопла; в нижней области сопла, примыкающей к радиусу r_1 вихревой трубы, появляется зона сверхзвуковой скорости, расширяющаяся с ростом π^* .

Для проверки рассмотренной выше гипотезы необходимо было зафиксировать момент появления критической скорости на периферийном радиусе r_1 вихревой трубы, т. е. в области $\bar{h} = 0$.

С этой целью на рис. 2. 12 построена кривая $\pi^* = f(\lambda_1)$ по точкам кривых $\lambda_1 = f(\bar{h})$ для $\bar{h} = 0$ этого же рисунка.

Эта кривая дает при $\lambda_1 = 1$ значение $\pi_{\min}^* = 4,1$ при расчетном значении 4,12. Для $\pi^* = 2,9$ на $\bar{h} = 0$ имеем $\lambda_1 = 0,88$, что эквивалентно [1] величине $M_1 = 0,864$, точно соответствующей кривой $M_1 = f(\pi^*)$ на рис. 2. 4.

Менее точный метод фиксации момента прекращения изменения расхода дал следующие значения π_{\min}^* при различных давлениях

p_1^* ата	2,5	3,0	3,5	4,0	4,5	5,0
π_{\min}^*	4,3	4,15	3,9	4,1	3,9	4,1

Несмотря на некоторый разброс, объясняемый возможными ошибками измерения, значения π_{\min}^* близки к расчетному.

На рис. 2. 13 приводятся расчетные и экспериментальные кривые распределения тангенциальной скорости v_τ по радиусу \bar{r} соплового сечения для $\pi^* = 3$ и 7 при давлении сжатого воздуха $p_1^* = 2,5$ ата. Кривые показывают хорошее качественное совпадение расчета и эксперимента.

В области больших \bar{r} во всех случаях действительная скорость оказывается больше расчетной, что объясняется неравномерностью скорости по высоте сопла и превышением ее над расчетной на нижнем срезе сопла (на \bar{r}_1).

Отставание экспериментальной кривой распределения скорости от расчетной на малых радиусах объясняется тем, что, несмотря на высокую турбулентную вязкость, скорость внутреннего вихря, интенсивно закручиваемого внешним, отстает от закона вращения твердого тела.

Кривые показывают, что при $\pi^* = 3 < \pi_{\min}^*$ вихрь по всему сечению близок к вынужденному, при $\pi^* = 7 > \pi_{\min}^*$ на периферийном участке радиуса распределение скорости приближается к закону свободного вихря. Радиус \bar{r}_2 перехода от одного закона вращения к другому лежит в зоне расчетного значения. Как и следовало ожидать, этот переход имеет плавный характер.

Пожалуй, наиболее важным для подтверждения гипотезы взаимодействия вихрей является экспериментальная проверка распределения полной температуры T^* по радиусу соплового сечения.

Сравнение экспериментальных значений и расчетных кривых распределения полной температуры для двух значений π^* приводится на рис. 2. 14.

Экспериментальные значения T^* качественно соответствуют расчетным кривым.

При $\pi^* = 40$ полная температура на больших радиусах оказывается несколько ниже теоретической.

Это опять же объясняется тем, что при переменной скорости по высоте сопла зона критической скорости ($M_1 = 1$) оказывается на радиусе большем, чем r_1 , поэтому действительный радиус r_2 разделения вихрей смещается к периферии, что не учитывалось в расчете.

Превышение экспериментальных значений T^* над расчетными на малых радиусах объясняется незавершенностью энергетического обмена во внутренних слоях вынужденного вихря, а также

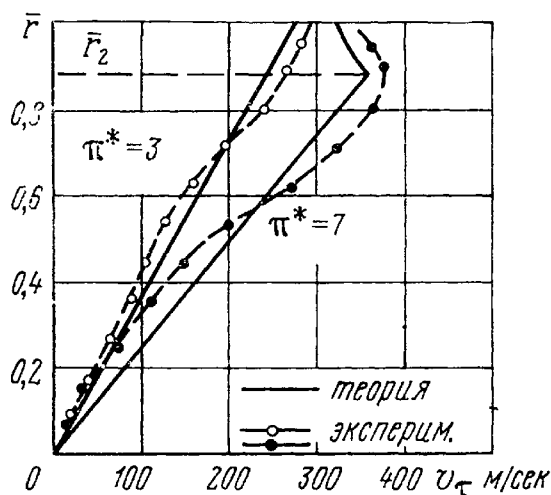


Рис. 2.13. Сравнение расчетных и экспериментальных распределений тангенциальной скорости в сопловом сечении

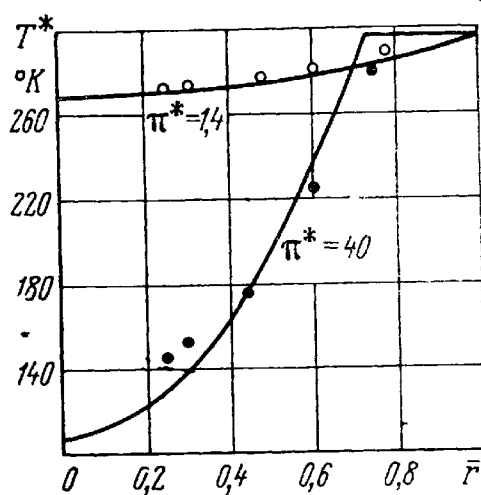


Рис. 2.14. Сравнение расчетных и экспериментальных распределений полной температуры в сопловом сечении

ошибками измерений в поле с очень высоким градиентом температуры, возникающими за счет теплопритоков по телу измерителя и вносимых им возмущений.

Существенную роль в отклонении полной температуры от расчетной в приосевой области вихря играет теплый пограничный слой диафрагмы, стекающий в эту область.

Для объяснения вторичного вихревого эффекта и обоснования необходимости учета неравномерности осевых скоростей в отверстии диафрагмы при расчете T_x и μ были проведены [28] измерения этих скоростей в отверстии диафрагмы с $\bar{r}_d = 0,6$ при $p_1^* = 4$ ата и $\mu = 0,8$.

Результаты этих измерений и их сравнение с расчетной кривой представлены на рис. 2.15.

Экспериментальная кривая качественно согласуется с расчетной, хотя общий уровень скорости v_z истечения и скорости v_z подсасывания ниже расчетного. Это объясняется тем, что в отличие от принимаемого в расчете постоянного давления p_x за диафрагмой поток остается существенно закрученным с положительным радиальным градиентом давления, поэтому периферий-

ные слои вытекают в область с давлением большим, чем p_x , а приосевые втекают в вихревую трубу из области с давлением меньше, чем p_x , что и приводит к снижению общего уровня осевых скоростей.

Радиусы нулевой осевой скорости достаточно близки друг к другу.

Для подтверждения предложенного в гипотезе объяснения вторичного вихревого эффекта за отверстием диафрагмы

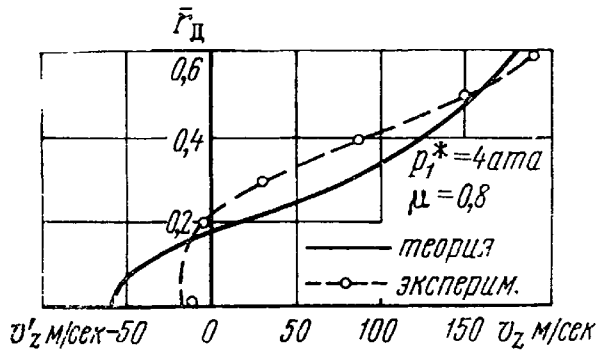


Рис. 2. 15. Сравнение расчетных и экспериментальных распределений осевой скорости в отверстии диафрагмы

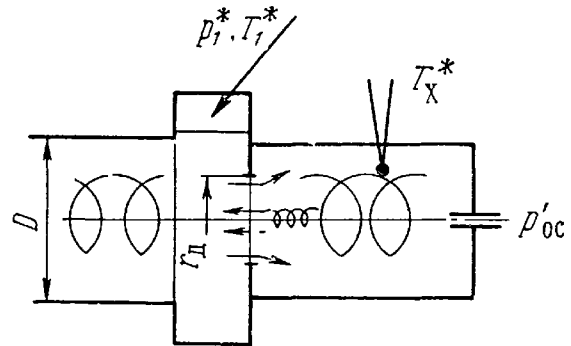


Рис. 2. 16. Схема установки для выявления вторичного вихревого эффекта

(рис. 2. 16) был установлен замкнутый цилиндрический объем, в котором измерялись давление p_{oc} на оси вихря и температура T_x^* периферийных слоев в цилиндрическом объеме.

При работе вихревой трубы возникает циркуляция газа через отверстие диафрагмы.

После отсоса части газа в замкнутом объеме создается такой уровень давления p'_{oc} на оси, что суммарный расход через отверстие диафрагмы становится равным нулю ($\mu=0$).

Но сохранившаяся на этом режиме циркуляция обеспечит сохранение вторичного вихревого эффекта, вызывающего интенсивный подогрев периферийных слоев в замкнутом объеме.

На рис. 2. 17 приводятся кривые зависимости T_x^* и p'_{oc} от полного давления p_1^* перед соплом для различных \bar{r}_D .

Пунктирной линией обозначена полная температура T_1^* поступающего газа. При малых диаметрах отверстия диафрагмы ($\bar{r}_D=0,5$) и малых давлениях входа (малых π^*) вынужденный вихрь занимает почти все сопловое сечение, поэтому вытекающие через отверстие диафрагмы слои настолько охлаждены, что несмотря на вторичный вихревой эффект, они остаются охлажденными.

С ростом p_1^* , т. е. с ростом π^* , область вынужденного вихря сужается, что обеспечивает истечение из отверстия диафрагмы более теплых слоев и увеличивает возможность подогрева послед-

них за счет вторичного вихревого эффекта. Этому же способствует увеличение отверстия диафрагмы (увеличение \bar{r}_d).

Согласно кривым с ростом \bar{r}_d эффект подогрева увеличивается и при $\bar{r}_d=0,8$ и $p_1^*=4,5$ ата достигает 55 градусов.

Исследование [56] пограничного слоя на диафрагме, проведенное в вихревой трубе диаметром 100 мм при $\pi=1,1$, дало кривые распределения тангенциальной v_τ и радиальной v_r скоростей по

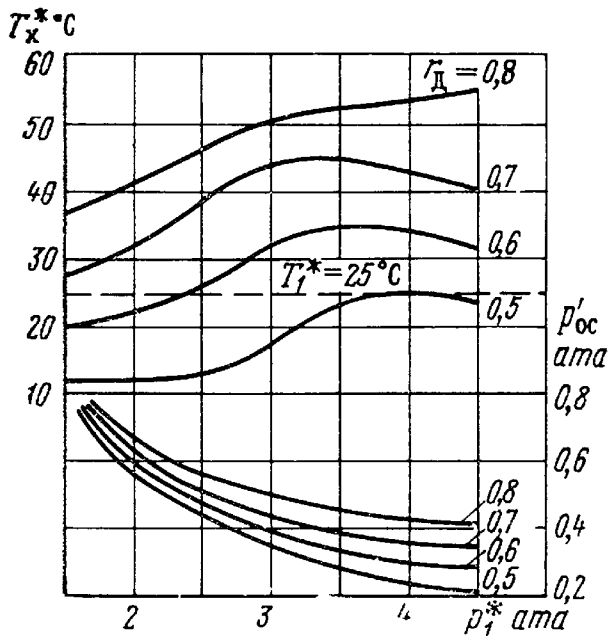


Рис. 2. 17. Экспериментальные кривые параметров «холодного потока» на режимах реверса

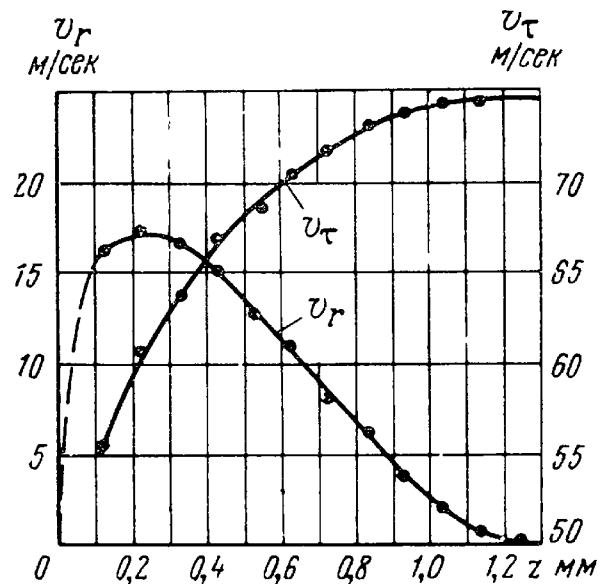


Рис. 2. 18. Распределение тангенциальной и радиальной скоростей по высоте пограничного слоя

высоте z пограничного слоя на $\bar{r}_d=0,36$ при толщине пограничного слоя $\delta=1,2$ мм, представленные на рис. 2. 18. Графическое интегрирование кривой v_r дало значение объемного расхода пограничного слоя $V_{\Pi}=0,73$ л/сек при суммарном объемном расходе холодного потока $V_x=8,33$ л/сек, соответствующем $\mu=0,3$.

Расход пограничного слоя оказался величиной соизмеримой с расходом холодного потока и составил около 10% от него.

Так как с ростом π заметно возрастает угловая скорость ω вынужденного вихря, то согласно выражению (2. 50) объемный расход пограничного слоя должен также возрастать.

Результаты исследования в диапазоне $\pi=1,1 \div 1,5$ дают среднюю величину коэффициента B в выражении (2. 50), равную 2,5.

Глава III

ВИХРЕВАЯ ТРУБА КАК ГЕНЕРАТОР ТЕПЛА И ХОЛОДА

3. 1. ОБОБЩЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВИХРЕВОЙ ТРУБЫ

Рассмотренная гипотеза взаимодействия вихрей позволяет построить предельные характеристики вихревой трубы, но использование их для инженерных расчетов связано с введением попра-

вок на влияние пограничного слоя диафрагмы и осевых скоростей в вихре, на отклонение от адиабатного распределения параметров по радиусу соплового сечения и других поправок, которые приводят к заметному отличию действительных характеристик от теоретических и влияние которых невозможно учесть расчетным путем. Поэтому основой расчета вихревой трубы в настоящее время следует считать эмпирические данные, полученные при ее исследовании и обработанные согласно обобщенным зависимостям, полученным в разд. 2. 1.

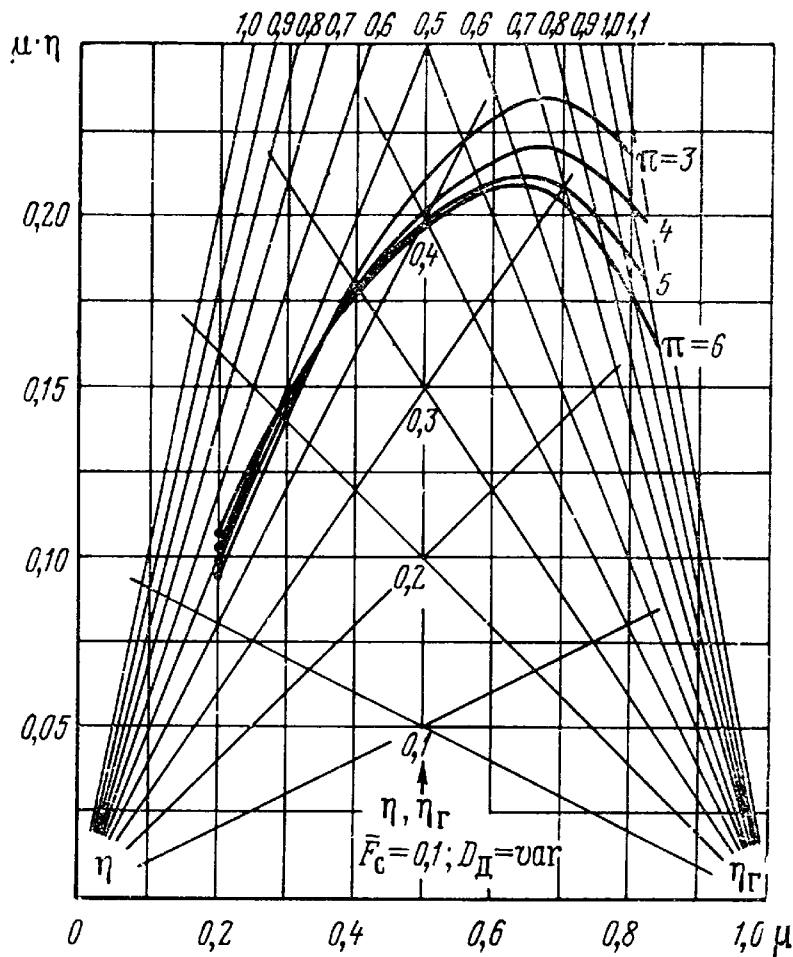


Рис. 3. 1. Обобщенные характеристики вихревой трубы

Основной зависимостью, отображающей работу вихрей трубы в качестве генератора тепла и холода, является зависимость эффекта охлаждения от различных факторов.

Поэтому для построения обобщенных характеристик теплоизолированной вихревой трубы будем пользоваться безразмерными величинами μ (1. 3), π (1. 16) и η (1. 17).

Построенные таким образом обобщенные характеристики [45] изображены на рис. 3. 1. Они построены по результатам исследования вихревой трубы $D = 33$ мм на воздухе и представляют собой серию кривых

$$\mu \cdot \eta = f(\mu, \pi)$$

при π как параметре.

На координатную сетку обобщенных характеристик, кроме прямоугольных координат, наносится сетка двух пучков лучей. Лучи, выходящие из точки $\mu=0$ (левый пучок), соответствуют холодному потоку, каждый из них представляет собой линию $\eta = \text{const}$.

Лучи, выходящие из точки $\mu=1$ (правый пучок), соответствуют горячему потоку, каждый из этих лучей представляет собой линию $\eta_r = \text{const}$.

Величина η_r по аналогии с η может быть названа «температурной эффективностью» горячего потока и выражает отношение эффекта подогрева горячего потока (1.2) к изоэнтропному эффекту охлаждения (1.18):

$$\eta_r = \frac{\Delta t_r}{\Delta t_s} = \frac{T_r - T_1'}{T_1^* \left[1 - \left(\frac{1}{\pi} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}. \quad (3.1)$$

Линейная шкала значений η и η_r нанесена на вертикаль, проходящую через точку $\mu=0,5$.

Следует подчеркнуть, что каждая кривая $\pi = \text{const}$ обобщенных характеристик построена по огибающей серии кривых $\Delta t_x = f(\mu, D_d)$, представленных на рис. 1.7, поэтому каждому значению μ этих характеристик соответствует вполне определенное значение относительного диаметра \bar{d}_d отверстия диафрагмы (1.10), определяемое зависимостью (1.11).

При заданных π и T_1^* обобщенные характеристики позволяют определить для любого значения μ следующие величины.

1. Температурную эффективность η вихревой трубы, по которой легко определяется температурный эффект охлаждения холодного потока:

$$\Delta t_x = \eta \cdot \Delta t_s = \eta \cdot T_1^* \left[1 - \left(\frac{1}{\pi} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]. \quad (3.2)$$

Для удобства определения Δt_x желательно иметь таблицу

$$1 - \left(\frac{1}{\pi} \right)^{\frac{k-1}{k}} = f(\pi)$$

или пользоваться готовыми таблицами газодинамических функций [1], так как

$$1 - \left(\frac{1}{\pi} \right)^{\frac{k-1}{k}} = 1 - \tau(\lambda),$$

где $\tau(\lambda)$ — безразмерная температурная газодинамическая функция.

2. Эффект подогрева Δt_r горячего потока определяется, исходя из уравнения энергии вихревой трубы (1.7)

$$\Delta t_r = \eta \frac{\mu}{1 - \mu} \cdot \Delta t_s. \quad (3.3)$$

Можно определить Δt_r , используя правый пучок лучей $\eta_r = \text{const}$.

Из выражения (3.1) получим

$$\Delta t_r = \eta_r T_1 \left[1 - \left(\frac{1}{\pi} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]. \quad (3.4)$$

Как видно из рисунка, при пересечении обобщенных характеристик с лучами $\eta_r = \text{const}$ величина η_r может быть больше единицы.

3. Количество тепла, переданного от холодного потока к горячему для 1 кг, прошедшего через вихревую трубу газа (т. е. удельная холодопроизводительность), может быть определено согласно выражению (1.8) зависимостью

$$q_x = \mu \cdot c_p \cdot \Delta t_x = \mu \cdot c_p \cdot T_1^* \cdot \eta \cdot \left[1 - \left(\frac{1}{\pi} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]. \quad (3.5)$$

В случае автономной работы вихревой трубы этих величин оказывается достаточно для полного расчета. Если же вихревая труба используется в какой-либо схеме, то часто появляется необходимость определить на выбранном режиме давление горячего потока перед дросселем.

Для определения этой зависимости удобно ввести [45] безразмерную величину — степень недорасширения горячего потока

$$\pi' = \frac{p_r^*}{p_x}, \quad (3.6)$$

характеризирующую энергетический уровень горячего потока по давлению.

Согласно экспериментам [46] при длине вихревой трубы в 9 калибров и оптимальных для выбранного μ диаметрах отверстия диафрагмы величина π' является функцией только π и в диапа-

зоне $2 \leq \pi \leq 6$ может быть связана с последней (рис. 3.2) простым соотношением

$$\pi' = 0,33 \cdot \pi + 0,67. \quad (3.7)$$

Таким образом, при заданных параметрах p_1^* и T_1^* сжатого газа и давлении p_x холодного потока обобщенные характеристики совместно с выражением (3.7) позволяют определить все требуемые параметры выходящих из вихревой трубы потоков.

Представленные на рис. 3.1 обобщенные характеристики построены для вихревой трубы с внутренним диаметром $D=33$ мм при давлении холодного потока $p_x=1$ ата и работе на осушенном газе.

Известно [34, 45, 100], что масштаб, уровень давлений и влажность питающего газа влияют на характеристики вихревой трубы и требуют внесения соответствующих поправок.

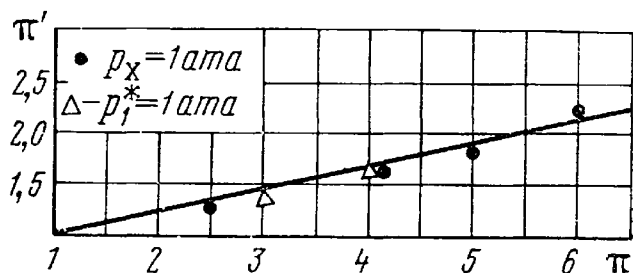


Рис. 3.2. Зависимость π' от π

3.2. ВЛИЯНИЕ МАСШТАБА ВИХРЕВОЙ ТРУБЫ

С уменьшением масштаба вихревой трубы возрастает влияние эффекта подмешивания пограничного слоя диафрагмы к холодному потоку (см. разд. 2.2), что приводит к ухудшению получаемого эффекта охлаждения последнего.

Влияние масштабного фактора впервые экспериментально было обнаружено Хилшем [100], а затем подтверждено Мартыновским и Алексеевым [34]. Автором были исследованы вихревые трубы с диаметрами $D=10, 16, 20, 25, 30$ и 33 мм.

В этих исследованиях наблюдался рост эффективности вихревой трубы с ее масштабом.

Несмотря на то, что исследованные различными авторами серии вихревых труб имели различный диапазон диаметров и различное конструктивное исполнение при несколько отличающихся геометрических соотношениях, полученные максимальные эффекты охлаждения $(\Delta t_x)_{\max}$ имеют довольно четкую зависимость от диаметра D вихревой трубы.

Эта зависимость для двух давлений входа представлена на рис. 3.3. Как видно из рисунка, экспериментальные точки могут быть аппроксимированы в прямые линии, несколько расходящиеся с ростом D .

Пересчет соответствующих этим линиям эффектов охлаждения на температурные эффективности дает прямые, наклонные и параллельные между собой линии, позволяющие вывести простую

эмпирическую формулу для определения поправки $\Delta\eta$ на масштаб

$$\Delta\eta = 0,005 (D - 33). \quad (3.8)$$

С учетом этой поправки температурная эффективность η_D вихревой трубы диаметра D определяется так:

$$\eta_D = \eta + \Delta\eta, \quad (3.9)$$

где η — находится из обобщенных характеристик.

Введенная поправка будет достаточно точной для инженерных расчетов вихревых труб с диаметром меньше 33 мм. Экстраполя-

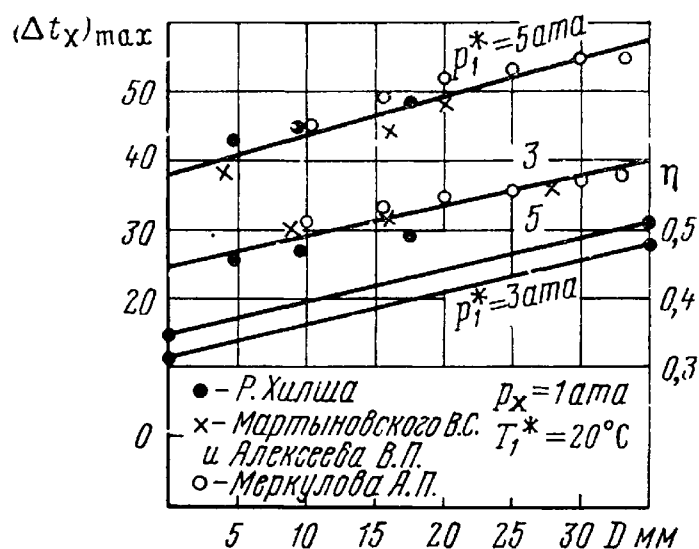


Рис. 3.3. Влияния масштаба вихревой трубы

ция этой зависимости на большие диаметры приведет к завышению поправки, что легко заметить из экспериментальных точек рис. 3.3: темп прироста эффекта охлаждения заметно снижается при $D > 20$ мм. Но диапазон диаметров до 33 мм практически перекрывает все возможные случаи расчета промышленных вихревых труб, так как заметный рост расхода сжатого газа, пропорциональный квадрату диаметра трубы, ограничивает применение вихревых труб большого диаметра до таких специфических случаев, как только случаи утилизации энергии давления природных газов и подобных им. К тому же, эксперименты показывают, что вихревая труба диаметром 52 мм имеет очень незначительное преимущество перед трубой диаметром 33 мм, поэтому при больших потребных расходах можно делать расчет без внесения поправки на масштаб.

3.3. УЧЕТ УРОВНЯ ДАВЛЕНИЙ

В теории вихревого эффекта уровень давлений не играет роли в работе вихревой трубы, но вязкость газа оказывает влияние на скорости истечения его из сопла и отверстия диафрагмы, потери на трение о стенки и процесс взаимодействия вихрей.

Эксперименты показывают [46], что снижение общего уровня давлений при сохранении неизменной степени расширения π приводит к некоторому снижению температурной эффективности η . Это снижение аналогично снижению коэффициента полезного действия авиационного компрессора с ростом высоты полета и составляет величину порядка 1% на каждый километр «высоты».

Поправка была проверена до высот порядка 13 км, т. е. до давления холодного потока $p_x = 0,17 \text{ ата}$.

На фиг. 3.4 представлена кривая относительной температурной эффективности η_n/η в зависимости от давления холодного потока.

Здесь η_n — температурная эффективность с учетом поправки на уровень давления холодного потока.

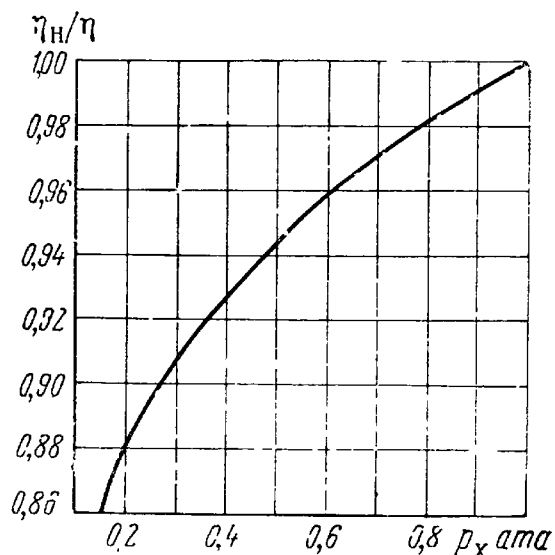


Рис. 3.4. Влияния давления холодного потока

3.4. УЧЕТ ВЛАЖНОСТИ ГАЗА

Влажность подаваемого в вихревую трубу сжатого газа оказывает заметное влияние на получаемый эффект охлаждения [4, 43, 64], поэтому ее необходимо учитывать при расчете.

Эксперименты показывают [103], что в вихревой трубе не происходит заметной механической сепарации смеси газов и это вполне объясняется высокой турбулентностью вихря. Поэтому, если в процессе охлаждения в вихревой трубе температура холодного потока не снизится ниже точки росы влажного газа, то при инженерных расчетах в большинстве случаев можно не вводить поправки в такие зависящие от состава газа постоянные, как показатель адиабаты, газовую постоянную и теплоемкость, так как эти поправки выходят за пределы точности расчета.

Если же температура холодного потока снизится ниже точки росы влажного газа, то введение поправки оказывается обязательным, потому что эта поправка становится соизмеримой с получаемым эффектом охлаждения.

Ощутимость поправки в случаях конденсации и замерзания влаги объясняется высокими значениями теплоты фазовых превращений воды, что даже при небольшом влагосодержании приводит к заметным температурным эффектам.

Величину поправки можно определить, исходя из следующего условия.

Процесс наиболее интенсивного охлаждения центральных частей вихря происходит в непосредственной близости к диафрагме — в сопловом сечении, при этом успевают образоваться только очень мелкие частицы конденсата или льда.

Дисперсность обеспечивает им высокое аэродинамическое сопротивление, что при значительной турбулентности ядра и малом пути движения образовавшихся частиц до отверстия диафрагмы предотвращает сепарацию их за счет архимедовых сил из холодного потока.

Таким образом, влагосодержание холодного и горячего потоков оказывается практически одинаковым.

Основываясь на этом условии, нетрудно рассчитать поправку на влажность газа.

С достаточной точностью будем считать водяной пар идеальным газом.

Используя законы газовых смесей, можно получить [30] зависимость между влагосодержанием d'_1 , относительной влажностью φ_1 и давлением p_s насыщенного в сжатом газе:

$$d'_1 = \frac{R}{R_{\text{п}}} \cdot \frac{\varphi_1 \cdot p_{s1}}{p_1 - \varphi_1 p_{s1}}. \quad (3.10)$$

Здесь R , $R_{\text{п}}$ — газовые постоянные сжатого газа и водяного пара соответственно.

Давление p_{s1} насыщенного пара в этом выражении соответствует полной температуре T_1^* сжатого газа.

В процессе конденсации и замерзания влаги, содержащейся в 1 кг влажного газа, выделяется тепло:

$$q_{\text{в}} = (d'_1 - d'_x) (i_{\text{в}_1} - i_{\text{в}_x}), \quad (3.11)$$

где $i_{\text{в}_1}$ и $i_{\text{в}_x}$ — удельные энтальпии воды при температурах T_1 и T_x соответственно;

d'_x — влагосодержание холодного потока.

После прохождения через точку росы холодный поток всегда будет иметь влагосодержание d'_x , соответствующее насыщенному влажному газу ($\varphi_x = 1$), причем при переходе через 0°C влагосодержание заметно уменьшается, что в некоторых случаях позволяет пренебречь им в расчете и считать приближенно $d'_x = 0$.

Разность энтальпий можно приближенно представить, как сумму теплот конденсации ($\sim 600 \frac{\text{ккал}}{\text{кг}}$) и льдообразования ($\sim 80 \frac{\text{ккал}}{\text{кг}}$). Тогда, учитывая, что $p_1^* \gg \varphi_1 p_{s1}$ и пренебрегая величиной $\varphi_1 \cdot p_{s1}$, а также выражая φ_1 в процентах, из выражений (3.10) и (3.11) можно получить такую приближенную зависимость:

$$q_B = 6,8 \cdot \frac{R}{R_n} \cdot \frac{p_{s1}}{p_1^*} \cdot (\varphi_1 \%). \quad (3.12)$$

Для случая влажного воздуха ($R = 29,27 \frac{\text{кгм}}{\text{кг} \cdot \text{град}}$;
 $R_n = 47,1 \frac{\text{кгм}}{\text{кг} \cdot \text{град}}$)

$$q_B = 4,25 \frac{p_{s1}}{p_1^*} (\varphi_1 \%). \quad (3.13)$$

По теплоте q_B можно найти поправку на температуру холодного потока

$$\delta(\Delta t_x) = \frac{q_B}{c_p}. \quad (3.14)$$

Для случая воздуха ($c_p = 0,24 \frac{\text{ккал}}{\text{кг} \cdot \text{град}}$)

$$\delta(\Delta t_x) = 18 \cdot \frac{p_{s1}}{p_1^*} (\varphi_1 \%). \quad (3.15)$$

С учетом поправки на влажность газа эффект охлаждения холодного потока составит

$$(\Delta t_x)_{\text{влажн}} = \Delta t_x - \delta(\Delta t_x). \quad (3.16)$$

Так как p_{s1} является функцией температуры T_1^* сжатого газа, то согласно выражению (3.13) поправка $\delta(\Delta t_x)$ заметно увеличивается с возрастанием температуры T_1^* (приводящему к росту p_{s1}) и относительной влажности φ_1 и уменьшается с ростом давления p_1^* .

Рассматривая процесс сжатия атмосферного воздуха в компрессоре (обычно имеющего $\varphi > 20\%$) с последующим охлаждением до первоначальной температуры, легко показать из уравнения (3.10), что при степени повышения давления в компрессоре в λ_k раз относительная влажность также будет увеличиваться практически в λ_k раз, т. е. за компрессором средних и высоких давлений почти всегда сжатый воздух имеет $\varphi = 100\%$.

Использование такого влажного насыщенного сжатого воздуха в вихревой трубе приведет к максимальным потерям $\delta(\Delta t_x)_{\text{max}}$ эффекта охлаждения, кривые которых в функции T_1^* и p_1^* для

воздуха изображены на рис. 3.5 при принятых ранее допущениях.

Так как в нашем случае величина $\delta(\Delta t_x)$ прямо пропорциональна относительной влажности φ_1 , легко определить величину поправки для других значений φ_1 .

Следует учитывать, что кривые рис. 3.5 будут достаточно точны только для случая охлаждения холодного потока ниже 0°C

при его давлении, близком к атмосферному.

Для условий, заметно отличающихся от этих, в расчете следует пользоваться выражениями (3.10) и (3.11).

Согласно кривым рис. 3.5 при $p_1^* = 6 \text{ ата}$, $T_1^* = 20^\circ\text{C}$ и $\varphi_1 = 100\%$ снижение эффекта охлаждения составляет около 7° , что хорошо согласуется с экспериментальными результатами [4, 46].

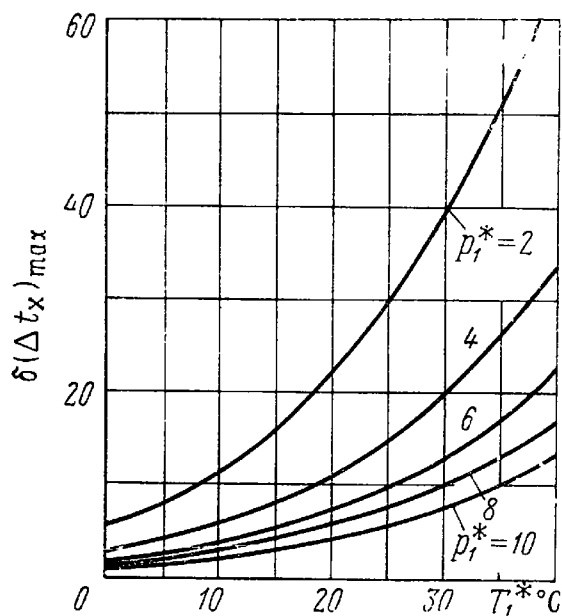


Рис. 3.5. Зависимость $\delta(\Delta t_x)_{\max}$ от p_1^* и T_1^* для $\varphi = 100\%$

3.5. РАСЧЕТ ВИХРЕВОЙ ТРУБЫ

Исходными данными для расчета воздушной охлаждающей системы обычно являются: необходимая температура T_x^* холодного потока и его холодо-

производительность Q_k . В некоторых случаях задается давление p_x холодного потока, хотя чаще оно принимается равным атмосферному.

В зависимости от требований перед расчетом устанавливается допустимая величина изобарного подогрева Δt_k холодного потока при теплообмене с охлаждаемым объектом.

По этим величинам и известной величине изобарной теплоемкости c_p рабочего тела определяется необходимый весовой расход холодного потока

$$G_x = \frac{Q_k}{c_p \cdot \Delta t_k} \quad (3.17)$$

и необходимый эффект охлаждения

$$\Delta t_x = T_1^* - T_x^*$$

Если в дальнейшем расчете требуется определить необходимое давление p_1^* сжатого газа, следует задаться значением весовой доли μ холодного потока.

При этом следует учитывать, что для получения минимального значения p_1^* целесообразно принимать $\mu = 0,3$, соответствующее

η_{\max} , а для получения максимальной экономичности — $\mu = 0,65$, соответствующее $(\mu \cdot \eta)_{\max}$.

По выбранному значению μ из обобщенных характеристик находится значение η (среднее для различных π), после чего из выражения (3.2) определяется степень расширения π газа:

$$\pi = \left[\frac{1}{1 - \frac{\Delta t_x}{\eta \cdot T_1}} \right]^{\frac{k}{k-1}}. \quad (3.18)$$

По полученному значению π из обобщенных характеристик уточняется значение η и вновь определяется π , с помощью которого при заданном p_x подсчитывается потребное давление p_1^*

$$p_1^* = \pi \cdot p_x. \quad (3.19)$$

Если используемый сжатый газ имеет влажность ϕ_1 , то после предварительного определения p_1^* подсчитывается поправка на влажность (3.10—3.16) и находится потребный эффект охлаждения для сухого газа

$$\Delta t_x = (\Delta t_x)_{\text{влажн}} + \delta(\Delta t_x). \quad (3.20)$$

В этом случае заданной начальными условиями величиной является

$$(\Delta t_x)_{\text{влажн}} = T_1^* - T_x^*.$$

По полученной из выражения (3.20) величине Δt_x аналогично предыдущему методом последовательных приближений определяется потребное p_1^* .

В расчете с влажным газом после нахождения поправки $\delta(\Delta t_x)$ можно не делать повторных пересчетов, если первоначальное выбранное μ для полученного π не является предельным по эффекту охлаждения. В этом случае следует подсчитать потребное η

$$\eta = \frac{\Delta t_x}{T_1^* \left[1 - \left(\frac{1}{\pi} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]} \quad (3.21)$$

и подправить μ на кривой того же значения π .

Если давление p_1^* задано (случай использования заводской сети сжатого воздуха или компрессора определенной напорности), т. е. задана степень расширения π газа, то для проведения расчета по выражению (3.21) определяется потребное значение η , где в Δt_x должна быть введена поправка на влажность газа, а затем по π и η из обобщенных характеристик находится величина μ (максимальная).

Дальнейший расчет для обоих случаев заключается в определении основных размеров вихревой трубы.

Для этого по величинам G_x (3.17) и μ определяется общий расход воздуха

$$G = \frac{G_x}{\mu} = \frac{Q_x}{\mu \cdot c_p \cdot \Delta t_x}. \quad (3.22)$$

При $\pi > 2$ [45] в рабочем диапазоне μ ($0,2 < \mu < 0,8$) имеет место критическое истечение из сопла вихревой трубы, в этих случаях проходное сечение F_c сопла определится из выражения (2.45) при условии $M_1 = 1$

$$F_c = \frac{G \sqrt{T_1^*}}{p_1^* \cdot \alpha_c} \sqrt{\frac{R}{g}} \left(\frac{k+1}{2} \right)^{\frac{k+1}{(k-1) \cdot 2}} \cdot 100 \text{ [мм}^2\text{]}. \quad (3.23)$$

В это выражение необходимо подставлять p_1^* [ата] и $G \left[\frac{\text{кг}}{\text{сек}} \right]$.

Введенный в это выражение коэффициент расхода α_c сопла учитывает потери на трение и неравномерность скорости по высоте сопла и согласно экспериментам [4, 45] составляет величину порядка 0,95—0,96.

Для случая использования воздуха в качестве рабочего тела выражение (3.23) приобретает вид

$$F_c = \frac{G \sqrt{T_1^*}}{0,38 p_1^*} \cdot 100 \text{ [мм}^2\text{]}. \quad (3.24)$$

Если вихревая труба рассчитывается для работы на малых степенях расширения газа, при которых имеют место докритические скорости на выходном срезе сопла, расчет расхода газа через сопло значительно усложняется, так как он становится функцией π , μ , \bar{r}_d (см. гл. II).

Согласно соотношению (1.15) высота (h) сопла подсчитывается так:

$$h = \sqrt{\frac{F_c}{2}}, \quad (3.25)$$

а затем определяется ширина (b) сопла

$$b = \frac{F_c}{h}. \quad (3.26)$$

На основании выражений (1.12) и (1.14) определяется диаметр D вихревой трубы

$$D = 3,65 \sqrt{F_c}. \quad (3.27)$$

После определения диаметра вихревой трубы следует уточнить выбранное значение η введением поправки на масштаб вихревой трубы (3.9), а затем провести уточненный расчет.

Диаметр D_d отверстия диафрагмы согласно выражениям (1. 10) и (1. 11) определится

$$D_d = (0,350 + 0,313 \cdot \mu) \cdot D. \quad (3. 28)$$

При ограничении вихревой зоны, установленной на горячем конце крестовиной (см. рис. 1. 4), длина L вихревой зоны принимается равной 9 калибрам трубы

$$L = 9 \cdot D. \quad (3. 29)$$

Для расчета вихревой трубы в качестве нагревателя исходными величинами являются: температура T_1^* сжатого газа, необходимая температура T_r^* горячего потока и тепловой поток Q_r от него к нагреваемому телу при заданной величине изобарного охлаждения Δt_k горячего потока в процессе передачи тепла нагреваемому телу. Может быть также задано давление p_x холодного потока

В этом случае необходимый эффект подогрева составит

$$\Delta t_r = T_r - T_1^* \quad (3. 30)$$

и расход горячего потока

$$G_r = \frac{Q_r}{\Delta t_k \cdot c_p}. \quad (3. 31)$$

Задаваясь значением μ (желательно, близким к $\mu = 0,65$), из обобщенных характеристик выбирается средняя для различных π величина η_r и из выражения (3. 1) определяется значение необходимого π :

$$\pi = \left(\frac{1}{1 - \frac{\Delta t_r}{\eta_r \cdot T_1^*}} \right)^{\frac{k}{k-1}}. \quad (3. 32)$$

По найденному π из обобщенных характеристик находится уточненное значение η_r и пересчитывается π ; по величине последнего из выражения (3. 19) подсчитывается необходимое давление p_1^* .

Если давление p_1^* задано (т. е. задано π), то из выражения (3. 1) подсчитывается необходимое значение η_r .

Затем по обобщенным характеристикам для данных π и η_r определяется соответствующее им значение μ .

Потребный расход G сжатого воздуха определится по выражению

$$G = \frac{G_r}{1 - \mu} = \frac{Q_r}{c_p \cdot \Delta t_k (1 - \mu)}. \quad (3. 33)$$

Расчет геометрических размеров вихревой трубы и введение поправки на масштаб производится аналогично предыдущему.

В этом случае расчета влажность не учитывается.

3.6. ПРИМЕРНЫЙ РАСЧЕТ

Проведем расчет вихревой трубы для охлаждения полупроводникового прибора, выделяющего мощность $W_k = 100$ вт.

Примем, что потребная температура холодного потока составляет $T_x = -20^\circ \text{C}$ и допустимый подогрев его при охлаждении прибора не превышает $\Delta t_k = 10^\circ$ при давлении $p_x = 1$ ата.

Вихревая труба питается сжатым до $p_1^* = 7$ ата влажным воздухом с относительной влажностью $\varphi_1 = 100\%$ и температурой $T_1^* = 20^\circ \text{C}$.

Из исходных данных ясно, что вихревая труба будет иметь небольшие размеры, поэтому целесообразно сразу оценить ее масштаб для введения поправки на него.

Часовое количество отводимого холодным потоком тепла в килокалориях

$$Q_k = 0,86 \cdot W_k = 86 \frac{\text{ккал}}{\text{час}}.$$

Примем ориентировочно $\mu = 0,5$ и найдем потребный секундный расход сжатого воздуха (3. 22):

$$G = \frac{Q_k}{3600 \cdot \mu \cdot c_p \cdot \Delta t_k} = \frac{86}{3600 \cdot 0,5 \cdot 0,24 \cdot 10} = 0,02 \frac{\text{кг}}{\text{сек}}.$$

Площадь сопла (3. 24)

$$F_c = \frac{G \sqrt{T_1^*}}{0,38 \cdot p_1^*} \cdot 100 = \frac{0,02 \sqrt{293}}{0,38 \cdot 7} \cdot 100 = 13 \text{ мм}^2.$$

Диаметр вихревой трубы (3. 27)

$$D = 3,65 \sqrt{F_c} = 3,65 \sqrt{13} = 13 \text{ мм}.$$

Поправка на масштаб (3. 8)

$$\Delta \eta = 0,005 (13 - 33) = -0,1.$$

Потребный эффект охлаждения

$$(\Delta t_x)_{\text{влажн}} = T_1^* - T_x^* = 20 + 20 = 40^\circ.$$

Потеря эффекта охлаждения за счет влажности (рис. 3. 5)

$$\delta(\Delta t_x) = 6^\circ.$$

Расчетный эффект охлаждения (3. 20)

$$\Delta t_x = (\Delta t_x)_{\text{влажн}} + \delta(\Delta t_x) = 40 + 6 = 46^\circ.$$

Располагаемая степень расширения (1. 16) $\pi = \frac{p_1^*}{p_x} = \frac{7}{1} = 7.$

Потребная температурная эффективность (3. 21)

$$\eta_D = \frac{\Delta t_x}{T_1^* \left[1 - \left(\frac{1}{\pi} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]} = \frac{46}{293 \left[1 - \left(\frac{1}{7} \right)^{0,286} \right]} = 0,37.$$

С учетом поправки на масштаб (3. 9)

$$\eta = 0,37 + 0,1 = 0,47.$$

По обобщенным характеристикам (рис. 3. 1) находим расчетное $\mu = 0,35.$

Тогда суммарный расход сжатого воздуха (3. 22) составит

$$G = \frac{86}{3600 \cdot 0,35 \cdot 0,24 \cdot 10} = 0,0286 \frac{\text{кг}}{\text{сек}}.$$

Площадь сопла (3. 24)

$$F_c = \frac{0,0286 \sqrt{293}}{0,38 \cdot 7} 100 = 18,5 \text{ мм}^2.$$

Диаметр вихревой трубы (3. 27)

$$D = 3,65 \sqrt{18,5} = 15,7 \text{ мм}.$$

Второй пересчет поправки на масштаб (3. 8) дает

$$\Delta \eta = 0,087,$$

что, в свою очередь, определяет

$$\eta = 0,457; \mu = 0,36; G = 0,0278 \frac{\text{кг}}{\text{сек}}; F_c = 18 \text{ мм}^2; D = 15,5 \text{ мм}.$$

Как видно из результатов, второго пересчета можно было не делать, так как его результаты довольно близки к результатам первого расчета.

Теперь можно определить остальные размеры вихревой трубы.
Высота сопла (3. 25)

$$h = \sqrt{\frac{F_c}{2}} = \sqrt{\frac{18}{2}} = 3 \text{ мм}.$$

Ширина сопла (3. 26)

$$b = \frac{F_c}{h} = \frac{18}{3} = 6 \text{ мм}.$$

Диаметр отверстия диафрагмы (3. 28)
 $D_d = (0,350 + 0,313 \cdot \mu) \cdot D = (0,350 + 0,313 \cdot 0,36) \cdot 15,5 = 7,2 \text{ мм.}$
Длина вихревой зоны (3. 29)

$$L = 9 \cdot D = 9 \cdot 15,5 = 140 \text{ мм.}$$

Определим температуру горячего потока, используя уравнение (1. 7) теплового баланса вихревой трубы:

$$T_r^* = T_1^* + \Delta t_r = T_1^* + \frac{\mu \cdot \Delta t_x}{1 - \mu} = 20 + \frac{0,36 \cdot 46}{0,64} = 46^\circ \text{ С.}$$

Давление горячего потока перед дросселем (3. 6—3. 7)

$$p_r^* = p_x \cdot p' = p_x (0,33 \cdot \pi + 0,67) = 1 \cdot (0,33 \cdot 7 + 0,67) = 2,97 \text{ ата.}$$

Все данные вихревой трубы получены.

3. 7. ЭКОНОМИЧЕСКАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ ВИХРЕВОЙ ТРУБЫ

Значительная необратимость процесса вихревого энергетического разделения газов делает вихревую трубу термодинамически малоэффективным устройством.

Вопросы оценки степени термодинамического совершенства вихревой трубы рассматривались во многих работах [4, 16, 36, 85, 100, 33]. В них проводилось сравнение вихревой трубы с циклом Карно, с идеальной расширительной машиной; в качестве критерия оценки также использовались такие термодинамические функции, как работоспособность и эксергия.

Эксергетический метод оценки степени термодинамического совершенства тепловых машин приобретает все большее распространение, так как позволяет производить оценку не только по количеству получаемого холода, но и по его качеству (температуре).

Но этот метод, удобный для термодинамических исследований, является сложным с точки зрения инженерной оценки экономических показателей того или другого способа получения холода.

Поэтому для оценки степени совершенства газовых машин (компрессоры, турбины) используется понятие адиабатного к. п. д., который оценивает степень приближения машин к идеальной, работающей по обратимому циклу.

Рассмотрим экономичность вихревой трубы с позиций адиабатного к. п. д. Желаясь познакомиться с другими методами оценки рекомендуем просмотреть статьи, указанные в начале этого раздела.

Если рассматривать с принятых нами позиций степень совершенства самого процесса охлаждения газа в вихревой трубе по сравнению с идеальной турбиной, учитывая при этом только температурные эффекты, то широко используемая в расчетах температурная эффективность η выражает эту степень совершенства,

так как она является отношением получаемого в вихревой трубе эффекта охлаждения к эффекту охлаждения при обратимом адиабатном расширении при тех же условиях на входе и выходе. При сравнении же по холодопроизводительности необходимо учитывать, что в турбине охлаждается весь подаваемый газ, а в вихревой трубе только часть его, определяемая весовой долей μ холодного потока.

Поэтому экономической оценкой эффективности вихревой трубы по сравнению с идеальной турбиной будет являться произведение $\mu \cdot \eta$, являющееся адиабатным к. п. д. вихревой трубы, поэтому обобщенные характеристики вихревой трубы строятся в виде $\mu \cdot \eta = f(\mu)$ (см. рис. 3.1).

Характеристики показывают, что экономичность вихревой трубы резко возрастает с ростом μ и при всех π достигает максимума в области $\mu = 0,65$. В области $\mu = 0,35$ величина $\mu \cdot \eta$ не зависит от π ; при меньших значениях μ экономичность вихревой трубы возрастает с ростом π , при больших — падает.

Согласно характеристикам максимальное значение $\mu \cdot \eta$, полученное в теплоизолированных трубах, составляет 0,235 при $\pi = 3$.

В этом случае вихревая труба как генератор холода оказывается приблизительно в 4 раза хуже идеальной турбины.

Реальные турбины малой производительности имеют адиабатный к. п. д. в пределах 0,5—0,6, поэтому эффективность вихревой трубы оказывается в 2—2,5 раза ниже, чем у реальной турбины.

Эта оценка термодинамической эффективности не определяет производственную экономичность процесса получения холода с помощью вихревой трубы, так как в ней не учитываются такие важные с точки зрения производства факторы, как стоимость установки и ее обслуживания, ресурс, надежность, диапазон регулирования, мобильность и многие другие.

Поэтому оценка целесообразности использования вихревой трубы вместо турбины в каждом конкретном случае должна быть произведена с учетом всех привходящих факторов.

Глава IV

ОСОБЫЕ ВИДЫ ВИХРЕВЫХ ТРУБ

4.1. ОХЛАЖДАЕМЫЕ ВИХРЕВЫЕ ТРУБЫ

Рассматривая процесс взаимодействия вихрей, мы убеждаемся, чтодвигающийся к дросселю горячего конца трубы периферийный вихрь получает все новые порции энергии от внутреннего вынужденного вихря, что приводит к повышению его температуры.

Текущий навстречу вынужденный вихрь формируется в зоне горячего конца из подогретых элементов наружного вихря.

Таким образом, попадающие в холодный поток элементы газа вначале нагреваются в наружном вихре, а затем охлаждаются во внутреннем.

Следует отметить, что переход элементов газа из наружного во внутренний вихрь не происходит в каком-то определенном сечении, а осуществляется по всей длине вихревой зоны, при этом, чем дальше от соплового сечения совершится этот переход, тем более нагретым окажется элемент газа в зоне перехода и тем большую энергию он должен передать для того, чтобы приобрести энергетический уровень, соответствующий его радиальной позиции в сопловом сечении.

Поэтому увеличение пути взаимодействия его с внешним вихрем способствует более совершенному процессу энергетического обмена.

Можно ожидать, что чем холоднее будут формирующие внутренний вихрь элементы, тем совершеннее процесс их охлаждения в сопловом сечении.

Этот принцип был заложен в основу метода повышения эффективности вихревой трубы путем охлаждения периферии вихря.

Высокая температура периферийных слоев внешнего вихря позволяет легко отбирать от них тепло в окружающую среду, чему в значительной степени способствуют высокие скорости турбулентного вихря, обеспечивающие большие значения коэффициента теплообмена.

Этот метод особенно эффективен при работе вихревой трубы на больших μ , когда резко возрастает температура периферийных слоев, а высокие осевые скорости внутреннего вихря сокращают время его энергетического взаимодействия с внешним вихрем, затрудняя совершение процесса энергообмена.

Согласно гипотезе взаимодействия вихрей эффект энергетического разделения имеет место и при $\mu=1$. В этом случае возникают наибольшие тепловые потоки от вынужденного к свободному вихрю и наблюдается наиболее сильный нагрев периферийного вихря, что позволяет путем отвода от него тепла получить заметный эффект охлаждения.

Существуют два вида охлаждаемых вихревых труб (рис. 4.1): с охлаждающей рубашкой (а) и с охлаждающим жидкостным вихрем (б).

В первом предусматривается охлаждение наружной поверхности стенки трубы протекающей по рубашке жидкостью.

Во втором охлаждающая жидкость вводится с определенной скоростью закрутки через кольцевую щель внутрь вихревой трубы; под действием центробежных сил жидкость создает на внутренней поверхности трубы быстровращающийся цилиндрический слой, движущийся к горячему концу и отводимый через кольцевую щель около дросселя.

Результаты экспериментальных исследований [90, 95, 52, 9] этих видов вихревых труб показывают наличие очень высокого

коэффициента теплообмена между вихрем и твердой стенкой и еще более высокое его значение на границе взаимодействия газового и жидкостного вихрей.

Подсчитанный из эксперимента [90] средний коэффициент теплообмена составляет $1000 \text{ ккал/час} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{град}$.

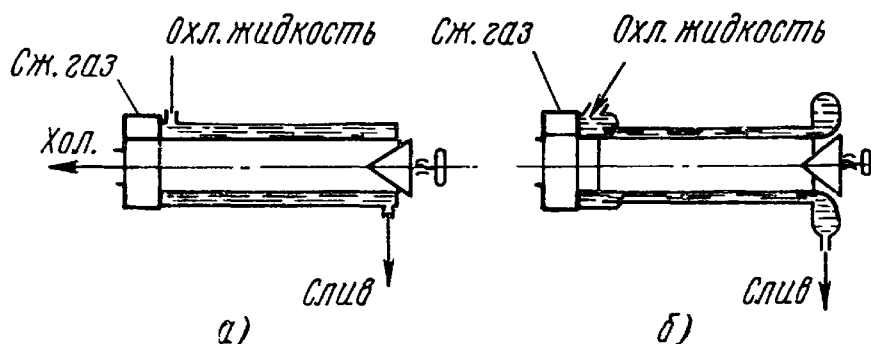


Рис. 4. 1. Вихревая труба с водяной рубашкой (а) и водяным охлаждающим вихрем (б)

Исследования [9] вихревой трубы с водяной рубашкой показали (рис. 4. 2), что вихревая труба с водяной рубашкой при работе на режиме $\mu=1$ имеет адиабатный к. п. д. выше, чем у противоточной вихревой трубы.

На режиме $\mu=1$ адиабатный к. п. д. ($\mu \cdot \eta$) совпадает с температурной эффективностью η , поэтому кривая значений η , построенная для вихревой трубы с $D=28 \text{ мм}$, является кривой ее адиабатных к. п. д.

С ростом степени расширения газа (увеличением p_1^*) снижается значение η , но величина η всегда остается выше максимально полученных для теплоизолированной вихревой трубы.

Как указывается в работе [9], оптимальный относительный диаметр отверстия диафрагмы исследованной вихревой трубы составляет $\bar{d}_д=0,645$, относительная площадь сопла — $\bar{F}_с=0,073$, длина вихревой зоны $L=32 D$.

Вихревая труба — коническая с углом конуса порядка $3,5^\circ$ и расширением в сторону горячего конца на длине около 8 калибров, переходящим в цилиндрическую трубу.

Интересно отметить, что температура охлаждающей воды не играет существенной роли в эффекте охлаждения, ее отклонение

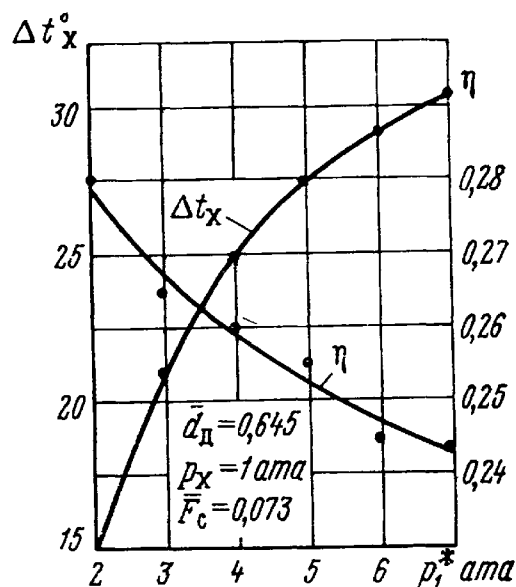


Рис. 4. 2. Характеристики охлаждаемых вихревых труб

на $\pm 10^\circ$ от температуры питающего сжатого воздуха практически не влияют на эффект охлаждения.

Регулирование температуры холодного потока охлаждаемых вихревых труб удобно производить путем изменения расхода охлаждающей воды, что обеспечивает постоянство расхода холодного потока.

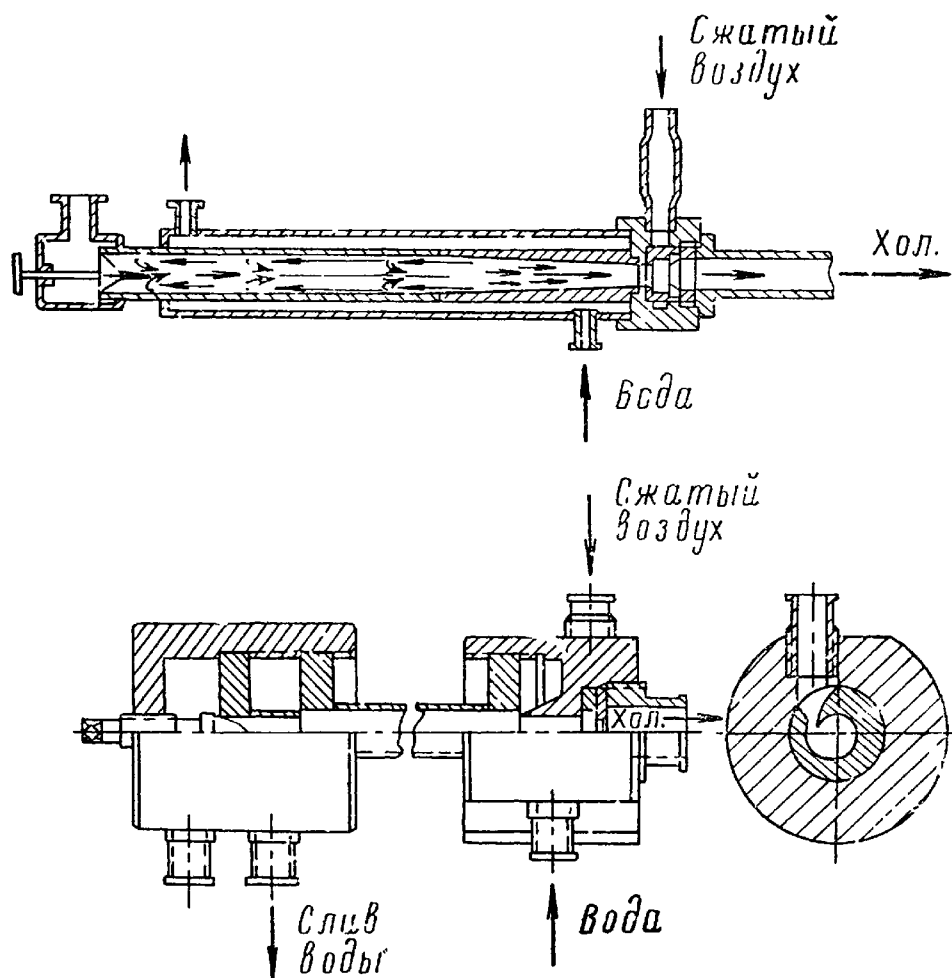


Рис. 4.3. Конструкции охлаждаемых вихревых труб

Испытания вихревой трубы $D=18$ мм [52] с охлаждающим жидкостным вихрем дали результаты, близкие к приведенным на рис. 4.2.

Размеры этой трубы соответствуют размерам вихревой трубы при $\bar{a}_d=0,6$.

Так как жидкостный вихрь имеет определенную радиальную высоту, относительный диаметр отверстия диафрагмы оказывается большим, чем расчетный.

Вихревая труба с охлаждающим вихрем конструктивно сложнее, но ввиду более интенсивного процесса теплообмена длина вихревой зоны ее составляет лишь 9 калибров, что делает ее более компактной. На фиг. 4.3 представлены рассмотренные конструктивные варианты охлаждаемых вихревых труб.

Согласно расчетным характеристикам (см. рис. 2.6) есть основания надеяться, что использование конической трубы в схеме с охлаждающим жидкостным вихрем позволит получить еще большую эффективность вихревой трубы, работающей на $\mu=1$.

Охлаждение стенок трубы может осуществляться воздушным потоком, омывающим ребренную наружную поверхность вихревой трубы, однако ввиду низкого коэффициента теплоотдачи от ребренной стенки к охлаждающему воздуху такой вид охлаждаемой вихревой трубы оказывается менее эффективным.

4.2. КОНИЧЕСКАЯ ВИХРЕВАЯ ТРУБА

Стремление к сокращению длины вихревой зоны привело к созданию [99] конической вихревой трубы.

Ее конструктивным отличием является только то, что вихревая зона имеет форму усеченного кругового конуса с расширением к дросселю горячего конца.

Экспериментами установлено [99, 9, 66], что оптимальный угол раствора конуса составляет 7° при длине конической части в 3-5 диаметров.

За основной диаметр конической вихревой трубы принимается минимальный диаметр конуса, примыкающий к сопловому сечению.

Подробных термодинамических исследований конической вихревой трубы не проводилось, а данные испытаний [66] на некоторых режимах показывают, что создаваемый ею эффект охлаждения оказывается выше отображаемых обобщенными характеристиками.

Так, по данным работы [66] при $\pi=5$ и $\mu=0,3$ получено значение $\eta=0,59$, при $\mu=0,5$ $\eta=0,455$ ($\mu \cdot \eta=0,227$), при $\mu=0,6$ $\eta=0,355$ ($\mu \cdot \eta=0,213$).

Как видно из приведенных данных, максимальная холодопроизводительность не превышает значений, приведенных на обобщенных характеристиках.

Некоторой особенностью ее характеристик является то, что режим максимальной холодопроизводительности $(\mu \cdot \eta)_{\max}$ лежит в области $\mu=0,5$, а на больших μ холодопроизводительность резко снижается.

Это обстоятельство еще раз подтверждает тот факт, что заметное сокращение длины вихревой зоны затрудняет процесс энергетического обмена между вихрями, особенно при больших μ .

В этом случае особо важную роль приобретает форма горячего конца, обеспечивающая создание турбулентности формирующегося здесь вынужденного вихря.

Установленный [66] на горячем конце турбулизатор обеспечивает эффективную работу вихревой трубы с длиной вихревой зоны в 3 диаметра, отсутствие его [9] требует увеличение длины конической вихревой зоны до 8 диаметров и более.

На рис. 4.4 изображен один из конструктивных вариантов [66] конической вихревой трубы.

Геометрические соотношения ее следующие:

$\bar{F}_c = 0,094$; $\bar{d}_d = 0,472$; $L = 3D$; угол раствора конуса 7° .

Из приведенных данных ясно, что коническая вихревая труба предпочтительна при использовании на режимах максимального

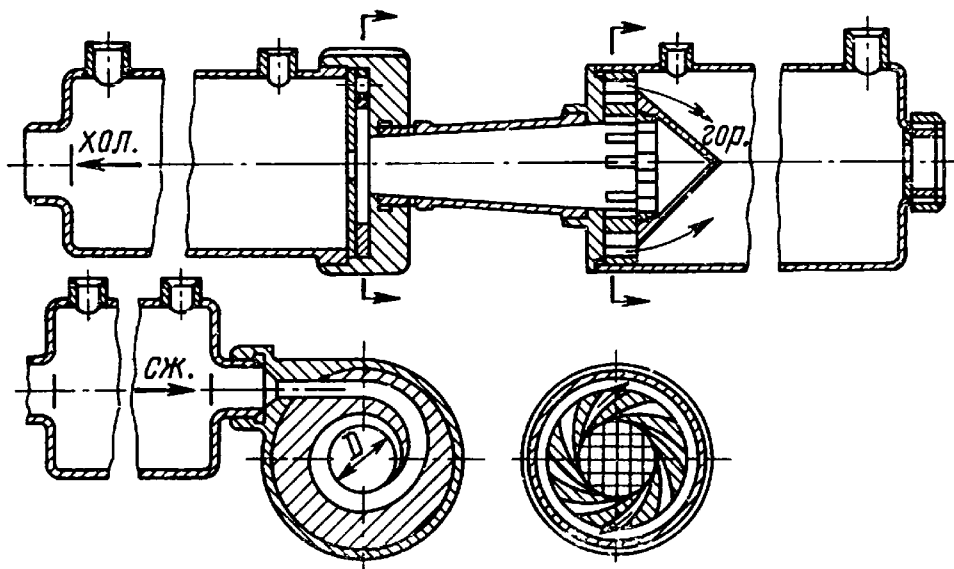


Рис. 4.4. Конструкция конической вихревой трубы

эффекта охлаждения ($\mu = 0,3$). В этом случае при ее расчете необходимо взятые из обобщенных характеристик значения η увеличивать на 10%. При $\mu = 0,5$ характеристики конической вихревой трубы соответствуют обобщенным.

При $\mu > 0,5$ использование конической вихревой трубы становится нецелесообразным за исключением особых случаев, когда габариты вихревой трубы приобретают существенную роль (например, в охлаждающих устройствах летательных аппаратов).

4.3. САМОВАКУУМИРУЮЩАЯСЯ ВИХРЕВАЯ ТРУБА

Способность вихревой трубы создавать в приосевой области вихревой зоны пониженные давления может быть использована для получения очень высоких эффектов охлаждения.

Как описано в разд. 2.3, для этой цели на горячем конце вихревой зоны устанавливается щелевой раскруточный диффузор (см. рис. 2.9—2.11).

Основным назначением диффузора является преобразование кинетической энергии втекающего в него вихря в энергию давления, что при наличии атмосферного давления на выходе из диффузора обеспечивает резкое снижение давления на оси вихревой зоны, увеличение степени расширения π^* газа в вихре и эффекта охлаждения приосевых элементов.

Повышение эффекта охлаждения в вихревой зоне происходит не только за счет роста π^* , но и за счет повышения степени совер-

шенства процесса энергетического обмена между свободным и вынужденным вихрями (определяемого малыми осевыми скоростями последнего).

Подробные экспериментальные исследования [28, 48, 62] самовакуумирующихся вихревых труб позволили выяснить их свойства и возможности.

Основной характеристикой этого вида вихревых труб является зависимость получаемого в них отношения π^* полных давлений от располагаемой степени расширения π газа. Здесь величина π также определяется отношением полного давления p_1^* питающего сжатого газа к давлению p_a на выходе из диффузора (чаще всего — это давление окружающей среды).

Ввиду сложной картины течения на горячем конце вихревой трубы, невозможно аналитически подсчитать эту зависимость, поэтому она определялась экспериментально.

Результаты исследования [28] представлены на рис. 4.5 сплошной кривой π^* в функции от p_1^* (т. е. от π , так как в этих экспериментах $p_a = 1 \text{ атм}$) для вихревой трубы с относительной длиной

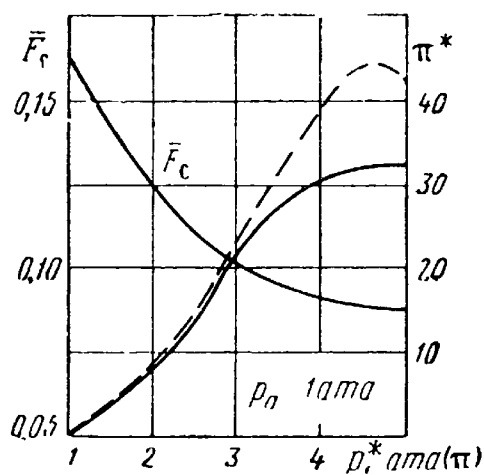


Рис. 4.5. Кривые оптимальных значений \bar{F}_c и достижимых π^* в зависимости от p_1^*

$$\bar{L} = \frac{L}{D} = 0,85.$$

Эта кривая является как бы пределом возможностей исследованной вихревой трубы к самовакуумированию. При данном значении p_1^* вихревая труба может обеспечить любые значения π^* , меньше или равные значениям указанной кривой, причем снижение значений π^* при данном p_1^* достигается уменьшением ширины зазора между стенками диффузора.

Для достижения предельных величин π^* при каждом p_1^* требуется сопло определенного сечения, относительная величина которого увеличивается с уменьшением p_1^* .

Кривая оптимальных значений \bar{F}_c также представлена на рис. 4.5.

Экспериментально замеренные распределения полной температуры T^* в области $0,3 < \bar{r} < 0,7$ в диапазоне $\pi^* = 1 \div 40$ достаточно хорошо соответствуют расчетным.

На $\bar{r} < 0,25$ полная температура оказывается выше расчетной и мало изменяется в этом диапазоне \bar{r} , поэтому в случаях использования самовакуумирующейся вихревой трубы для охлаждения помещаемых в нее цилиндрических тел имеет смысл проектиро-

вать трубу так, чтобы охлаждаемое тело имело диаметр не меньше, чем 0,25 диаметра вихревой трубы.

Значения температуры T^* элементов вихря на $\bar{r}=0,25$ при известном π^* могут быть определены по величине

$$\eta^* = \frac{T_1^* - T^*}{T_1^* \left[1 - \left(\frac{1}{\pi^*} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}, \quad (4.1)$$

зависимость которой от π для оптимальных \bar{F}_c приведена на рис. 4.6.

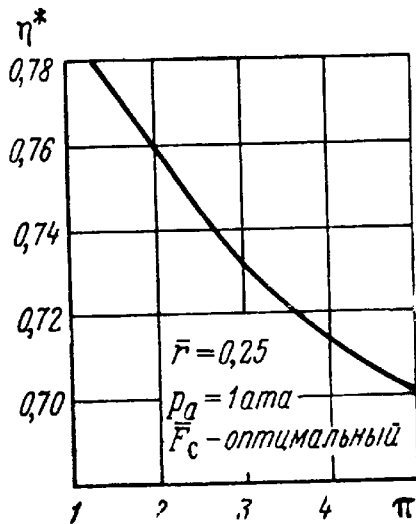


Рис. 4.6. Значения η^* в зависимости от π

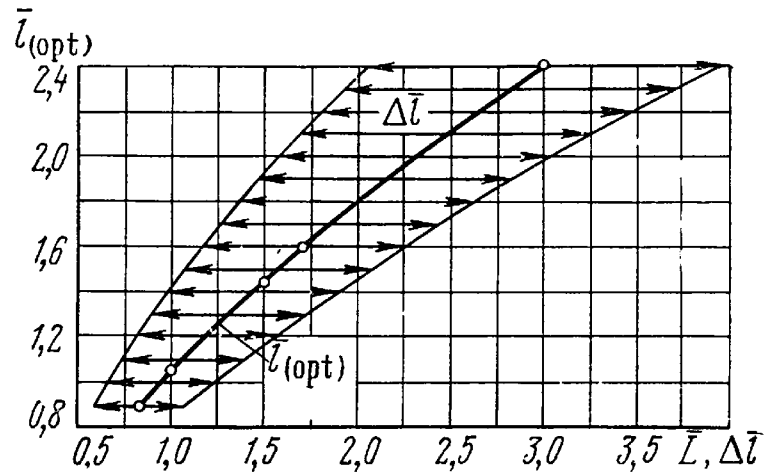


Рис. 4.7. Расположение и протяженность зоны минимальной температуры в зависимости от длины вихревой зоны

Зная эту величину, из выражения (4.1) легко определить температуру T^* на $\bar{r}=0,25$

$$T^* = T_1^* \left\{ 1 - \eta^* \cdot \left[1 - \left(\frac{1}{\pi^*} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] \right\}. \quad (4.2)$$

На работе самовакумирующейся вихревой трубы существенно сказывается длина L вихревой ее зоны. Чем длиннее вихревая зона, тем больше потерь кинетической энергии у подходящего к диффузору вихря. Это снижает эффективность диффузора: уменьшает достижимое π^* и эффект охлаждения.

Зона минимальной температуры из-за подмешивания пограничного слоя диафрагмы оказывается смещенной из соплового сечения к горячему концу, величина этого смещения \bar{l} тем больше, чем больше длина вихревой зоны, его значения представлены средней кривой рис. 4.7. Отложенные на этой фигуре значения $\Delta \bar{l}$ соответствуют положению и длине зоны минимальной температуры, в которой изменение температуры не превышает мини-

мальную более, чем на 3° . Здесь величины \bar{L} , $\Delta\bar{L}$, \bar{l} выражают длины в калибрах вихревой трубы.

С ростом длины вихревой трубы увеличивается протяженность $\Delta\bar{L}$ зоны.

Достаточно высокие значения π^* можно получить при $\bar{L} \leq 4$.

Существенную роль в работе самовакуумирующейся вихревой трубы играют радиус $R_{\text{диф}}$ перехода от вихревой трубы к диффузору (см. рис. 4.8), диаметр $D_{\text{диф}}$ диффузора и ширина $\Delta_{\text{диф}}$ щели диффузора.

Оптимальными значениями для них являются следующие величины, выраженные в калибрах вихревой трубы:

$$\bar{R}_{\text{диф}} = 0,3; \bar{D}_{\text{диф}} = 4,0; \bar{\Delta}_{\text{диф}} = 0,06.$$

Величина $\bar{\Delta}_{\text{диф}}$ является регулируемой при изменении потребного значения π^* .

С целью устранения влияния пограничного слоя на эффект охлаждения приосевых слоев вихря была спроектирована [28] и испытана симметричная относительно соплового сечения вихревая труба (рис. 4.8) с оптимальными геометрическими размерами, но с увеличенной вдвое площадью F_c проходного сечения сопла.

Как и следовало ожидать, зона минимальной температуры оказалась расположенной точно в сопловом сечении, а эффект охлаждения приосевых слоев увеличился вместе с увеличением предельных значений π^* . Кривая предельных значений π^* для этой вихревой трубы изображена на рис. 4.5 пунктирной линией.

Так, например, при $p_1^* = 4,5 \text{ ата}$ эффект охлаждения приосевых элементов $\Delta t_x = T_1^* - T^*$ составил 150° .

По создаваемому эффекту охлаждения приосевых слоев самовакуумирующаяся вихревая труба значительно превосходит все известные в настоящее время охлаждающие устройства и на некоторых режимах ее эффект охлаждения более чем в 3 раза превосходит эффект идеальной турбины, соответствующий тем же условиям на входе и выходе.

Экспериментами установлено [28], что при теплообмене между вихрем и поверхностью помещенного на его оси цилиндрического тела имеют место очень высокие значения коэффициента теплообмена, достигающие $500 \frac{\text{ккал}}{\text{м}^2 \cdot \text{час} \cdot \text{г рад}}$.

Практическое мгновенное возникновение эффекта охлаждения, сопровождающееся высокими коэффициентами теплообме-

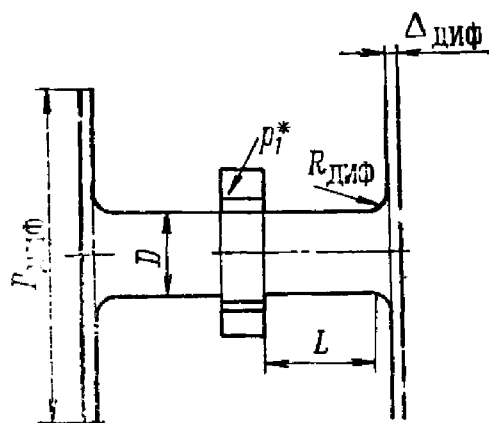


Рис. 4.8. Вихревая труба с двумя диффузорами

на, позволяет использовать самовакуумирующуюся вихревую трубу в качестве мобильной и легко управляемой установки для охлаждения различных цилиндрических тел.

Она с успехом используется для охлаждения зеркала конденсационного гигрометра [61] и других цилиндрических тел, проб нефтепродуктов [28] и других веществ; ею можно охладить различные мелкие цилиндрические детали (типа седел клапанов двигателей) перед посадкой их в блоки, полупроводниковые элементы радиоэлектронных устройств.

Так как оптические свойства газа зависят от его температуры, то симметричная вихревая труба с достаточно однородным по оси и осесимметричным температурным полем, имеющим высокий радиальный градиент температуры, может послужить основой для создания оптической линзы с переменным фокусным расстоянием и других оптических устройств.

В IX главе подробно описаны устройства и аппараты, основанные на самовакуумирующейся вихревой трубе.

Глава V

ВИХРЕВАЯ ТРУБА КАК ВАКУУМ-НАСОС

5.1. ПРИНЦИП РАБОТЫ ВИХРЕВОГО ВАКУУМ-НАСОСА

Способность вихревой трубы к самовакуумированию позволила создать на ее основе вакуум-насос [21].

Для этого приосевая область вихря соплового сечения самовакуумирующейся вихревой трубы соединяется через центральное отверстие в диафрагме с вакуумируемым объемом. Создаваемый вихревой трубой и диффузором вакуум обеспечивает интенсивный отсос газа из вакуумируемого объема до установления баланса вытекающих и втекающих через отверстие диафрагмы элементов газа. Этот случай рассмотрен в разд. 2.2 при работе вихревой трубы на режиме $\mu < 0$.

Величина создаваемого в замкнутом объеме вакуума будет зависеть от трех основных факторов: абсолютного давления $p_{ос}$ на оси вихря соплового сечения, относительного радиуса $\bar{r}_д$ отверстия диафрагмы и полного давления p_1^* газа перед соплом вихревой трубы.

При заданном p_1^* величина $p_{ос}$ определяется качеством раскруточного диффузора при его совместной работе с вихревой трубой и ввиду сложности картины течения на горячем конце вихревой трубы аналитически подсчитана быть не может.

При уменьшении $\bar{r}_д$ до нуля предельное значение $p_{ос}$, определяемое достижимой величиной $\pi^* = \frac{p_1^*}{p_{ос}}$, может быть найдено

по экспериментальной кривой $\pi^* = f(\pi)$, изображенной на рис. 4.5.

Определенные по этой кривой значения p_{oc} практически реализуемы и при $\bar{r}_d < 0,1$ и $\mu = 0$.

При вакуумировании замкнутых объемов через такие маленькие отверстия диафрагмы после установления равновесия прямые и обратные перетекания газа в отверстия становятся пренебрежимо малыми, поэтому в вакуумируемом объеме также устанавливается давление p_{oc} .

Если вакуумируемый объем достаточно велик, отсос газа из него через маленькое отверстие диафрагмы требует большого времени вакуумирования, но увеличение \bar{r}_d приводит к возрастанию прямого и обратного перетеканий газа в отверстия и возрастанию конечного давления в вакуумируемом объеме по сравнению с давлением p_{oc} на оси вихря соплового сечения. Это достаточно наглядно показано кривыми зависимости статического давления p'_{oc} на оси вакуумируемого объема от p_1^* и \bar{r}_d (рис. 2.17).

В случае поддержания вакуума при наличии расхода вакуумируемой среды ($\mu < 0$) давление p_{oc} вакуумируемой среды будет еще больше отличаться от p_{oc} , поэтому для создания достаточного расхода необходимо увеличивать отверстие диафрагмы (увеличивать \bar{r}_d).

Легко увидеть, что на режиме вакуум-насоса ($\mu < 0$) величина μ численно равна коэффициенту эжекции n , представляющему собой отношение расхода G_v вакуумируемой среды к расходу G , подаваемого в вихревую трубу сжатого газа

$$n = \frac{G_v}{G} = -\mu. \quad (5.1)$$

Для оценки работы вихревого вакуум-насоса и возможности использования опытных данных при его расчете удобно ввести [1] степень повышения давления π_v вакуумируемой среды, представляющей собой отношение давления p_a за диффузором вакуум-насоса к давлению p'_{oc} вакуумируемой среды

$$\pi_v = \frac{p_a}{p'_{oc}}. \quad (5.2)$$

На основе экспериментальных исследований можно найти зависимость между безразмерными величинами π , π_v , n , \bar{r}_d и построить характеристики для расчета вихревых вакуум-насосов.

Несмотря на то, что вихревой вакуум-насос был создан [21] более 15 лет тому назад, имеется мало опубликованных данных по его исследованию.

5.2. ВИХРЕВОЙ ВАКУУМ-НАСОС ДКМ

Разработанный доктором технических наук М. Г. Дубинским, С. З. Копелевым и А. О. Мацук [21] вихревой вакуум-насос ДКМ изображен на рис. 5.1.

Сжатый воздух подается через тангенциальное сопло 1 в камеру завихрения 2, а затем через цилиндрическую трубу 4 и диффузорную щель поступает в сборник 5 диффузора. Вакуумируемый газ засасывается в приосевую область вихря через суживающуюся трубку 3; на оси задней стенки диффузора уста-

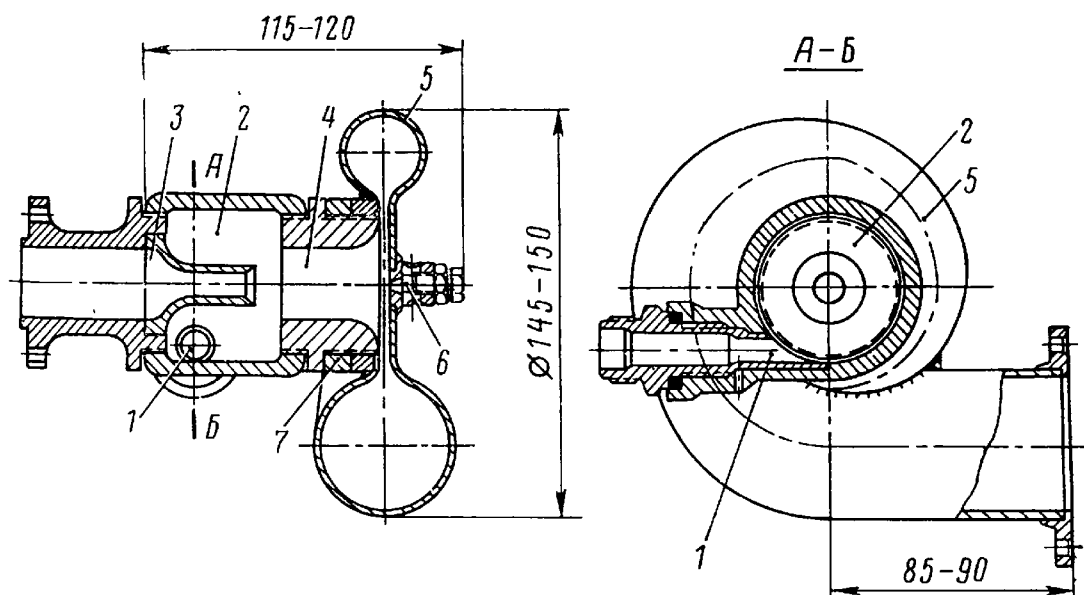


Рис. 5.1. Вихревой вакуум-насос ДКМ

новлен регулируемый клапан 6, обеспечивающий более устойчивую работу вакуум-насоса за счет небольшой подачи воздуха из атмосферы.

Регулирование ширины щели диффузора осуществляется толщиной упорного кольца 7.

В результате проведенных авторами экспериментальных исследований были установлены оптимальные геометрические соотношения для вихревого вакуум-насоса ДКМ.

При диаметре камеры завихрения 50 мм диаметр цилиндрической трубы 4 составлял 25 мм, минимальный диаметр суживающейся трубки 3 выбирался в зависимости от режима работы насоса: для получения максимального коэффициента эжекции он составляет 20 мм, для получения максимального вакуума — 4 мм. Диаметр тангенциального сопла составлял 12 мм, длина цилиндрической трубы 75 мм.

Эксперименты показали, что очень важную роль в работе вакуум-насоса играет форма кривой сопряжения цилиндрической трубки с диффузорной щелью.

При радиусном сопряжении оптимальным оказался радиус 15 мм, но при этом насос работал неустойчиво из-за срыва потока на поверхности сопряжения.

Устойчивость была достигнута при сопряжении, построенном по образующей, близкой к лемнискате Бернулли

$$r = a \sqrt{\cos 2\varphi} \quad (5.3)$$

при $a = 26$ мм.

Максимальный полученный авторами коэффициент эжекции (5.1) составил величину 2,1 при степени повышения давления $\pi_B = 1$ и $\pi = 1,5$.

Предельный достигнутый вакуум в замкнутом объеме выразился остаточным давлением в 0,01 ата, причем это давление было получено через 1,5 мин при вакуумировании объема в 40 л.

Объем 500 л вакуумировался за 17 мин до остаточного давления 0,025 ата при предварительном вакуумировании двумя насосами ДКМ с различными диаметрами конических трубочек.

Кривые давления p'_{oc} вакуумируемого объема в функции времени для указанных двух случаев, взятые из работы [21], приводятся на рис. 5.2.

В работе подсчитан адиабатный к. п. д. η_B вихревого вакуум-насоса, представляющий собой отношение адиабатной работы сжатия вакуумируемого газа к адиабатной работе расширения подаваемого в сопло сжатого газа

$$\eta_B = \frac{n \cdot T_B \cdot \left(\frac{k-1}{k} \pi_B - 1 \right)}{T_1 \cdot \left[1 - \left(\frac{1}{\pi} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}, \quad (5.4)$$

где T_B — температура вакуумируемого газа.

Максимальное его значение по мнению авторов достигает 10%.

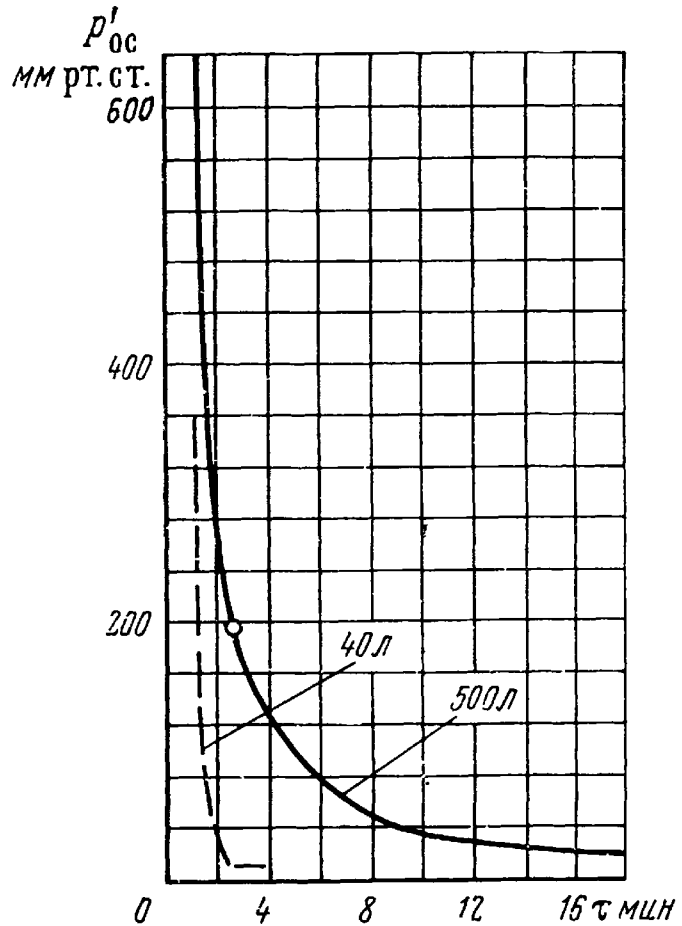


Рис. 5.2. Кривые давления в вакуумируемом объеме по времени при работе насосов ДКМ

Малые значения к. п. д. компенсируются важным достоинством вихревого вакуум-насоса — способностью создавать высокие разрежения в вакуумируемых объемах, недоступные для одноступенчатых струйных эжекторов.

Вторым достоинством вихревого вакуум-насоса является его всережимность, определяемая самим физическим процессом создания вакуума за счет центробежных сил в закрученном потоке. В отличие от струйного эжектора он не требует изменения геометрической формы сопла и других элементов при работе в широком диапазоне давлений сжатого газа и степеней повышения давления вакуумируемой среды.

5.3. ОТСАСЫВАЮЩИЙ АППАРАТ «ВИХРЬ»

Интересным случаем применения вихревого вакуум-насоса является электросварочный отсасывающий аппарат «Вихрь» [51], используемый для отсоса вредных газов непосредственно из зоны дуги при сварке обмазанным электродом.

Ознакомление с этим аппаратом важно в том отношении, что при его исследовании получены характеристики, позволяющие более широко оценить возможности вихревых вакуум-насосов.

На рис. 5.3 представлена конструкция аппарата «Вихрь». Он состоит из вихревого вакуум-насоса 1, электрододержателя 2 с подающим механизмом и всасывающим шлангом, шланга отвода газов 3 с вмонтированными в нем шлангом подвода сжатого воздуха и шины сварочного тока и электромеханической схемы автоматической подачи электрода.

Электрододержатель представляет собой тонкостенную трубку с головкой-заборником газов на одном конце, второй конец ее соединен с всасывающим шлангом вакуум-насоса.

В головке электрододержателя установлен механизм 4 подачи электрода, который состоит из корпуса, червяка и двух ведомых шестерен, вращающих подающие ролики.

Обмазанный электрод 6 с наружным диаметром 4—8 мм и длиной 400 мм вставляется сверху в головку электрододержателя между подающими роликами и устанавливается так, что его рабочий конец выходит за срез заборного сечения головки на 30—50 мм.

Привод механизма подачи электрода осуществляется от укрепленного в корпусе вакуум-насоса электродвигателя 5 посредством гибкого валика, уложенного внутри всасывающего шланга и электрододержателя.

На контактный конец электрода надевается зажим с токоподводящей шиной, последняя проходит через рукоятку электрододержателя, всасывающий шланг, корпус вакуум-насоса и шланг отвода газа к источнику сварочного тока.

Вихревой вакуум-насос установлен в герметизированном корпусе, верхняя полость которого является вакуумируемой. Она

соединена со всасывающим шлангом и отверстием диафрагмы вакуум-насоса. В нижнюю полость отводится поджатая в диффузоре вакуум-насоса смесь рабочего воздуха и отсасываемых

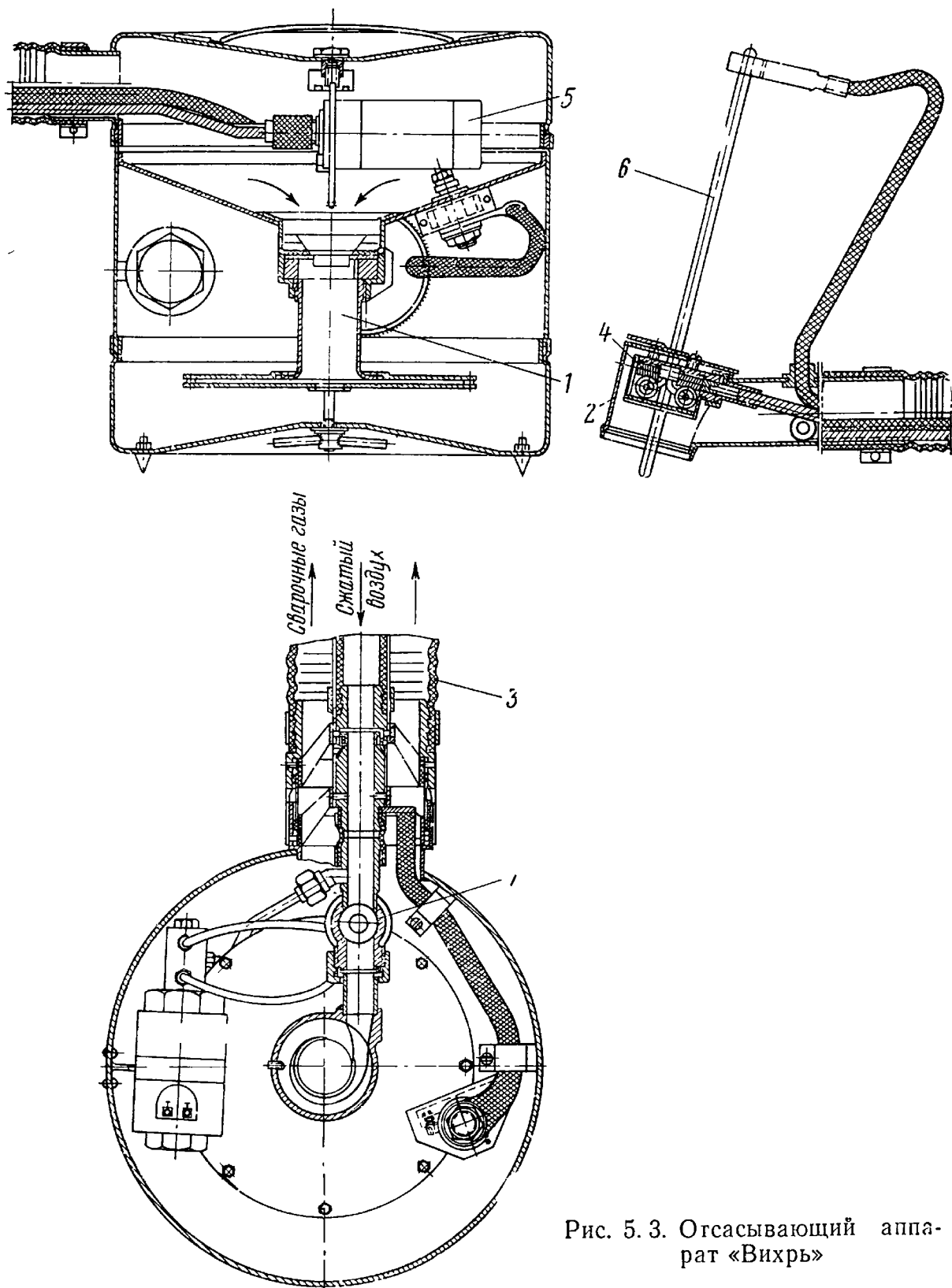


Рис. 5. 3. Отсасывающий аппарат «Вихрь»

газов, из нее по секционному шлангу смесь отводится от рабочего места сварщика на расстояние до 30 м. Внутри этого шланга проложен шланг подвода сжатого воздуха к вакуум-насосу,

который заканчивается автоматически управляемым соленоидным краном 7.

Включение подачи сжатого воздуха в вихревой вакуум-насос и механизма подачи электрода осуществляется автоматически во время процесса сварки (только при горении сварочной дуги).

Скорость подачи электрода в зависимости от режима сварки устанавливается реостатом в цепи электродвигателя механизма подачи.

Техническая характеристика аппарата «Вихрь-2»

Максимальная сила тока при сварке	250 а
Скорость подачи электрода	0—400 мм/мин
Диаметр электрода с обмазкой	4—8 мм
Длина электрода	400 мм
Минимальное давление питающего воздуха	2,5 ата
Расход сжатого воздуха	1 нм ³ /мин
Эффективность отсасывания газов (по данным хим. анализа атмосферы в зоне дыхания сварщика)	100%
Мощность электродвигателя подачи электрода	11 вт
Диаметр и длина электрододержателя	30×200 мм
Вес электрододержателя вместе с висящей на нем частью шланга и электродом	0,5 кг
Диаметр и длина всасывающего шланга	32×3000 мм
Диаметр и высота корпуса вакуум-насоса	200×200 мм
Вес аппарата	5 кг

Как видно из технической характеристики, аппарат «Вихрь-2» при своей компактности является очень эффективным устройством, обеспечивающим стопроцентную очистку атмосферы в зоне дыхания сварщика.

Его применение особенно эффективно при создании нормальных условий в случаях работы сварщика в глубоких колодцах типа корабельных трюмов и в замкнутых объемах (судовых отсеках, цистернах), где даже создание интенсивной общей вентиляции не может устранить попадание вредных газов в зону дыхания сварщика, расположенную чаще всего над сварочной дугой.

Результаты исследования вихревого вакуум-насоса аппарата «Вихрь-2»

Вакуум-насос аппарата «Вихрь-2» конструктивно отличается от ДКМ тем, что сопловой вход в нем прямоугольный с входной улиткой, построенной по спирали Архимеда, т. е. аналогичен входу описанной ранее вихревой трубы.

Диафрагма выполнена в виде сопла с минимальным диаметром D_d .

Диффузор не имеет улиточного сборника и сжатая смесь вытекает из него в нижнюю полость корпуса насоса.

Создаваемое вихревым вакуум-насосом разрежение и коэффициент эжекции n определяются условиями на входе и выходе насоса, а также геометрическими соотношениями между его элементами.

Вакуум-насос может быть настроен на максимальное значение n или на максимальный создаваемый им вакуум.

Эта настройка осуществляется соответствующим подбором таких геометрических соотношений, как \bar{F}_c , \bar{D}_d , \bar{L} , $\Delta_{\text{диф}}$, $R_{\text{диф}}$.

В результате проведенных исследований [51] получены оптимальные геометрические соотношения и характеристики вихревого вакуум-насоса.

Коэффициент эжекции n является важнейшим показателем эффективности насоса, поэтому на его основе строятся все характеристики.

Другими важными параметрами, характеризующими вихревой вакуум-насос, являются степень повышения давления π_v вакуумируемой среды и степень расширения π рабочего газа.

Работа вакуум-насоса аппарата «Вихрь» специфична в том отношении, что он засасывает газы из окружающей среды через сравнительно короткий шланг, имеющий малое гидравлическое сопротивление, и отводит смесь газов и воздуха через шланг большого диаметра также с небольшим гидравлическим сопротивлением.

Таким образом, вихревой вакуум-насос работает в этом случае на малых степенях повышения давления отсасываемого газа, но при больших коэффициентах эжекции.

Влияние давления сжатого воздуха p_1^*

Увеличение давления p_1^* сжатого воздуха перед соплом двояким образом сказывается на коэффициенте эжекции вихревого вакуум-насоса: это интенсифицирует вихрь и тем самым повышает вакуумирующую способность его, содействуя повышению коэффициента эжекции, но это также приводит к повышению расхода сжатого воздуха через сопло, что снижает коэффициент эжекции.

На малых давлениях превалирует первый фактор, на больших — второй.

Снижению n на высоких давлениях способствует еще и то, что после появления критической скорости на срезе сопла (при $\pi^* > \pi_{\text{min}}^*$) начинает резко уменьшаться радиус деления свободного и вынужденного вихрей, что приводит к заметному сокращению активной внутренней поверхности свободного вихря, на которой и происходит «захват» элементов втекающего через отверстие диафрагмы вакуумируемого газа.

На основании этого можно ожидать, что максимальный коэффициент эжекции будет иметь место на режиме, близком к режиму критического истечения из сопла. Эксперименты подтверждают это.

При испытании вихревого вакуум-насоса с цилиндрической трубкой диаметром $D=30$ мм было установлено, что оптимальными для него являются: площадь сопла $F_c=50$ мм² и диаметр отверстия диафрагмы $D_d=20$ мм.

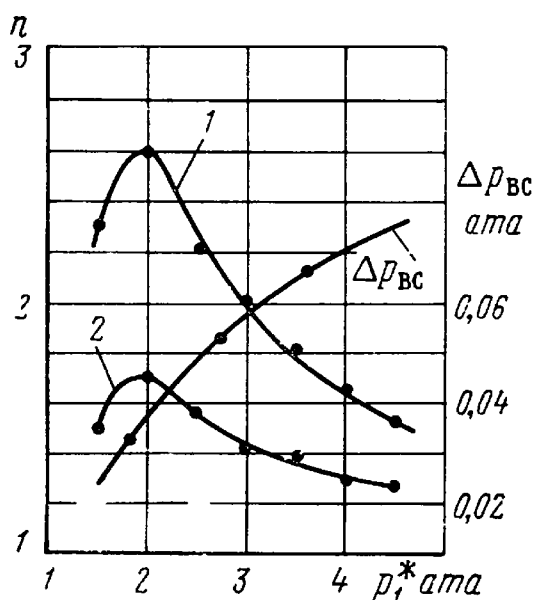


Рис. 5.4. Зависимость коэффициента эжекции n вихревого вакуум-насоса от p_1^* при $p_a=1,03$ атм

Зависимость коэффициента эжекции n от давления p_1^* сжатого воздуха приводится на рис. 5.4.

Дающая максимальный коэффициент эжекции $n=2,6$ кривая 1 этого рисунка отображает работу вакуум-насоса при отсутствии гидравлических потерь на входе и выходе, т. е. при $\lambda_b=1$, для нее значения p_1^* равны степени расширения λ сжатого воздуха в вакуум-насосе.

Присоединение всасывающего шланга вносит гидравлическое сопротивление перед отверстием диафрагмы и заметно снижает уровень достижимых n .

Кривая 2 дает значения n для этого случая.

Так как с ростом p_1^* растет и расход отсасываемого через отверстие диафрагмы газа, то гидравлическое сопротивление шланга также возрастает.

На рис. 5.4 приведена кривая потери давления $\Delta p_{вс}$ во всасывающем шланге.

Зависимость n от давления на выхлопе

В отсасывающих устройствах, подобных аппарату «Вихрь-2», вредные газы должны удаляться на большие расстояния от места отбора, что вызывает гидравлические потери и возникновение повышенного давления на выходе из вихревого вакуум-насоса.

Это возрастание давления приводит к увеличению потребной степени повышения давления λ_b и соответствующему снижению величины n , хотя оно влияет в меньшей степени, чем потери давления на линии всасывания.

На рис. 5.5 приводятся кривые n в функции абсолютного давления p_a за диффузором вихревого вакуум-насоса для различных значений p_1^* .

Наиболее резкое снижение n наблюдается при малых p_1^* , так как с ростом p_a возрастает степень повышения давления π_b и уменьшается степень расширения π газа.

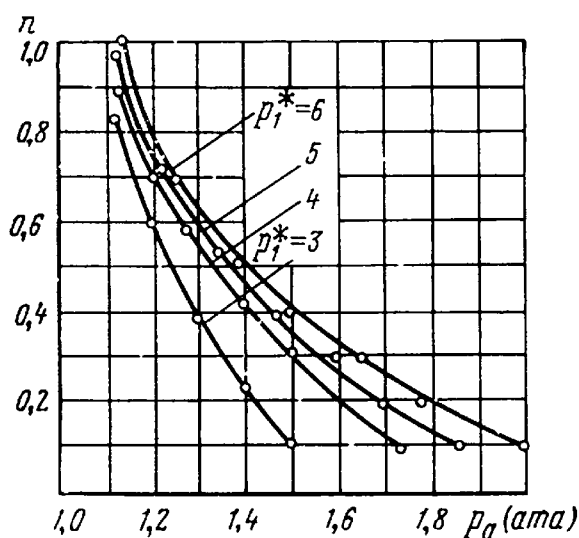


Рис. 5.5. Зависимость n от p_1^* и p_a

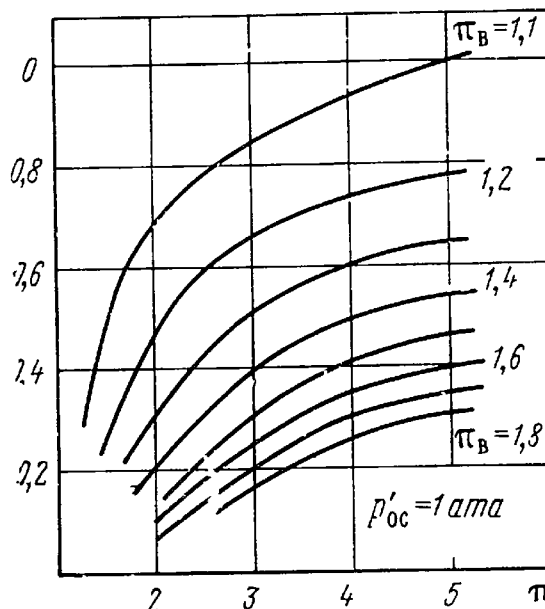


Рис. 5.6. Зависимость n от π при различных π_b

При больших p_1^* это влияние p_a уменьшается, что приводит к меньшему снижению n .

С целью некоторого обобщения по данным рис. 5.5 можно построить кривые зависимости n от π и π_b , которые изображены на рис. 5.6.

Эти кривые позволяют проводить подбор вихревого вакуум-насоса на различных режимах его работы в исследованном диапазоне давлений.

5.4. РАСЧЕТ ВИХРЕВОГО ВАКУУМ-НАСОСА

Предусматривается два случая расчета вихревого вакуум-насоса: с максимальным коэффициентом эжекции при малых степенях повышения давления π_b отсасываемого газа и с максимальным π_b при нулевом значении n , что соответствует вакуумированию замкнутых объемов.

В первом случае расчета задаются такие величины, как расход G_b отсасываемого газа, давление p_1^* сжатого воздуха, потери давления на всасывании $\Delta p_{вс}$ и на выхлопе $\Delta p_{вых}$.

По потерям давления подсчитывается необходимая степень повышения давления отсасываемого газа

$$\pi_{\text{в}} = \frac{p_a + \Delta p_{\text{ввх}}}{p_a - \Delta p_{\text{вс}}}, \quad (5.5)$$

где p_a — давление окружающей среды.

Определяется располагаемая степень расширения сжатого воздуха

$$\pi = \frac{p_1^*}{p_a + \Delta p_{\text{ввх}}}. \quad (5.6)$$

Затем из кривых рис. 5.6 находится коэффициент эжекции n , по которому определяется необходимый расход сжатого воздуха

$$G = \frac{G_{\text{в}}}{n} \left[\frac{\text{кг}}{\text{сек}} \right]. \quad (5.7)$$

По известному расходу определяется (3.24) площадь проходного сечения сопла

$$F_c = \frac{G \cdot \sqrt{T_1^*}}{0,38 \cdot p_1^*} \cdot 100 \text{ [мм}^2\text{]},$$

его высота (3.25)

$$h = \sqrt{\frac{\bar{F}_c}{2}} \text{ [мм]}$$

и ширина (3.26)

$$b = \frac{\bar{F}_c}{h} \text{ [мм]}.$$

По величине F_c подсчитывается диаметр D цилиндрической трубы вакуум-насоса.

Для вихревого вакуум-насоса оптимальная относительная площадь \bar{F}_c сечения сопла оказывается несколько ниже, чем у вихревой трубы, поэтому выражение (3.27) для рассматриваемого расчета имеет вид

$$D = 4,2 \sqrt{\bar{F}_c} \text{ мм}. \quad (5.8)$$

Остальные размеры вихревого вакуум-насоса определяются в долях диаметра D цилиндрической трубы.

Длина цилиндрической трубы

$$L = D. \quad (5.9)$$

Диаметр отверстия диафрагмы

$$D_{\text{д}} = 0,7 \cdot D. \quad (5.10)$$

Радиус сопряжения диффузора

$$R_{\text{диф}} = 0,2 \cdot D. \quad (5.11)$$

Зазор между дисками диффузора

$$\Delta_{\text{диф}} = 0,1 \cdot D. \quad (5.12)$$

Максимальный диаметр диффузора

$$D_{\text{диф}} = 5 \cdot D. \quad (5.13)$$

Если расход G сжатого воздуха ограничен и задан, но может быть подобрано его давление p_1^* , то из выражения (5.7) определяется необходимое значение n , а затем по кривым рис. 5.6 — величина π и из выражения (5.6) — потребное давление p_1^* .

Дальнейший расчет с определением F_c остается прежним.

При расчете вихревого вакуум-насоса для случая получения максимального вакуума в замкнутых объемах задается конечное абсолютное давление $p'_{\text{ос}}$ вакуумируемой среды, имеющей объем V_c .

Тогда для определения потребного давления p_1^* сжатого воздуха удобнее иметь зависимость $\pi_{\text{в}}$ от p_1^* , которая приводится на рис. 5.7 и построена по данным рис. 4.5.

По выражению (5.2) определяется потребное $\pi_{\text{в}}$, затем по кривой рис. 5.7 находится потребное значение p_1^* .

Наиболее сложным моментом этого расчета является определение масштаба вихревого вакуум-насоса, что существенно зависит от потребного времени вакуумирования сосуда заданной емкости.

Время вакуумирования будет определяться емкостью сосуда и глубиной потребного вакуума.

В начальный момент вакуумирования вихревой вакуум-насос имеет максимальную производительность (максимальное n), по мере возрастания вакуума возрастает $\pi_{\text{в}}$ и резко падает n .

В литературе не имеется достаточных данных для установления зависимости n от $\pi_{\text{в}}$, которая позволила бы расчетным путем определять время вакуумирования сосуда заданного объема до заданного давления с помощью вихревого вакуум-насоса определенного масштаба или определять масштаб вакуум-насоса по заданному времени вакуумирования и определенным значениям других величин.

Время вакуумирования измерялось экспериментально только в работе [21], результаты измерения приведены на рис. 5.2.

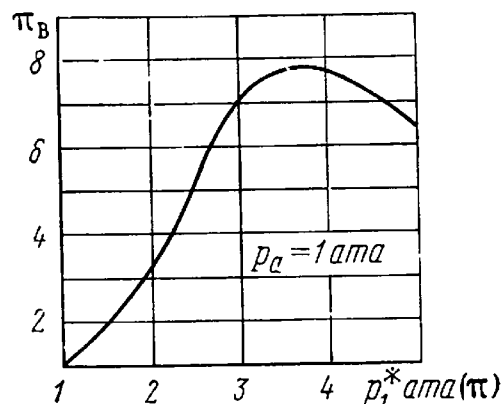


Рис. 5.7. Зависимость $\pi_{\text{в}}$ от p_1^*

Приближенный выбор масштаба вихревого вакуум-насоса можно провести, если ввести понятие среднего за время вакуумирования коэффициента эжекции $n_{\text{ср}}$, представляющего собой отношение веса удаленного из объема воздуха к весу израсходованного при этом сжатого воздуха.

Величина $n_{\text{ср}}$ существенно зависит от конечного значения давления при вакуумировании, уменьшаясь с уменьшением последнего.

Используя кривую рис. 5. 2, можно подсчитать весовое количество удаленного из замкнутого объема $V_c = 0,5 \text{ м}^3$ воздуха для любого промежуточного давления $p'_{\text{ос}}$, а также время τ его откачки.

Количество $G_{\text{в}}$ удаленного воздуха при условии изотермичности процесса вакуумирования объема V_c от параметров p_a, T_a до произвольного давления $p'_{\text{ос}}$ может быть подсчитано по выражению

$$G_{\text{в}} = \frac{V_c}{RT_a} \cdot (p_a - p'_{\text{ос}}). \quad (5.14)$$

Согласно работе [21] минутный расход сжатого воздуха одного вихревого вакуум-насоса составлял $G = 2,28 \text{ кг/мин}$.

Суммарный расход сжатого воздуха за время τ [мин] составит $G\tau$ и средний коэффициент эжекции $n_{\text{ср}}$ для данного конечного $p'_{\text{ос}}$ выразится так:

$$n_{\text{ср}} = \frac{G_{\text{в}}}{G \cdot \tau}. \quad (5.15)$$

Подсчитывая количество удаленного из вакуумируемого объема воздуха за периоды $\Delta\tau$ при соответствующих изменениях давления ($p'_{\text{ос}} - \Delta p'_{\text{ос}}$), можно найти значения коэффициента эжекции n при различных давлениях вакуумируемой среды

$$n = \frac{V_c (p'_{\text{ос}} - \Delta p'_{\text{ос}})}{RT_a G \cdot \Delta\tau}. \quad (5.16)$$

Рассчитанные таким образом по данным работы [21] кривые n и $n_{\text{ср}}$ представлены на рис. 5. 8.

Кривая $n_{\text{ср}}$ позволяет определять время τ вакуумирования объема V_c до заданного давления $p'_{\text{ос}}$ при заданном масштабе вихревого вакуум-насоса (заданном G).

Согласно выражению (5.15) оно составит

$$\tau = \frac{G_{\text{в}}}{G \cdot n_{\text{ср}}}.$$

При заданном τ можно определить из выражения (5.15) масштаб вихревого вакуум-насоса.

Кривая n рис. 5. 8 может быть использована в расчетах, аналогичных ранее рассмотренному случаю наличия расхода вакуумированной до p'_{oc} среды.

Как указывалось в разд. 4. 3, при получении максимального вакуума каждому значению p_1^* соответствует оптимальное значение относительной площади \bar{F}_c сопла. Эта зависимость представлена кривой $\bar{F}_c = f(p_1^*)$ на рис. 4. 5.

По найденному значению \bar{F}_c и оптимальной для полученного p_1^* величине \bar{F}_c , представляющей собой отношение площади F_c

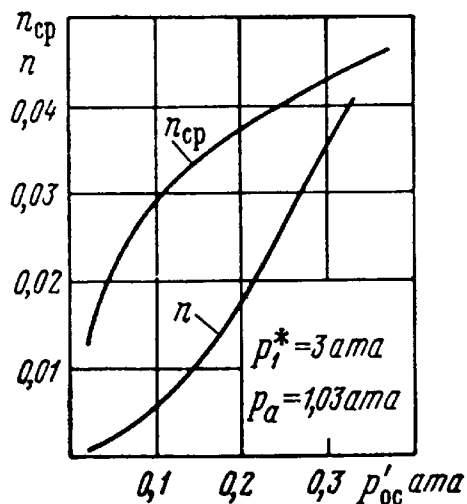


Рис. 5. 8. Кривые n_{cp} и n в зависимости от p'_{oc} по данным рис. 5. 2.

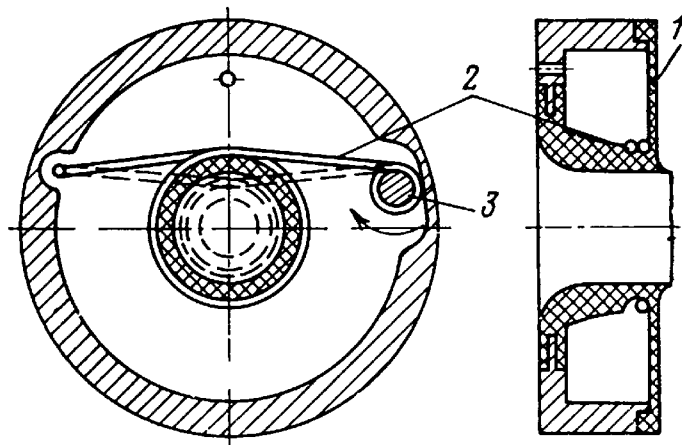


Рис. 5. 9. Конструкция регулируемой диафрагмы

сечения сопла к площади сечения цилиндрической трубы вихревого вакуум-насоса, определяется диаметр D последней

$$D = \sqrt{\frac{4F_c}{3,14 \cdot \bar{F}_c}} \quad (5.17)$$

Остальные размеры, кроме диаметра отверстия диафрагмы, подсчитываются по выражениям (5. 9) — (5. 13).

Диаметр отверстия диафрагмы в этом случае выбирается минимальным

$$D_d < 0,2 \cdot D. \quad (5.18)$$

Чрезмерное уменьшение D_d отрицательно сказывается на производительности вихревого вакуум-насоса в процессе вакуумирования замкнутого объема, т. е. приводит к увеличению времени вакуумирования. Поэтому при вакуумировании больших объемов следует приближать D_d к значению 0,2.

Наиболее рационально в этом случае иметь диафрагму с регулируемым диаметром отверстия. Принципиальная конструкция такой диафрагмы изображена на рис. 5. 9.

Резиновая диафрагма 1 армирована металлической облоймой. На наружную поверхность стенки отверстия диафрагмы навит виток капроновой жилки 2. Один конец жилки закреплен в облойме, а второй — на управляющий валик 3.

С помощью передаточного механизма (на рисунке не показанного) валик может проворачиваться при работе вихревого вакуум-насоса. При повороте валика по часовой стрелке жилка накручивается на валик и виток затягивается, уменьшая отверстие диафрагмы.

Вакуумирование замкнутого объема начинается при максимальном диаметре отверстия диафрагмы, к концу процесса диаметр уменьшается до минимального.

Примерные расчеты

Рассчитаем вихревой вакуум-насос для отсоса наждачной пыли от шлифовального круга.

Примем площадь сечения заборного устройства $F_{\text{заб}} = 10 \text{ см}^2$.

Из условия гарантированного захвата частиц пыли воздушным потоком выбираем скорость потока в сечении заборного устройства $v_{\text{заб}} = 5 \text{ м/сек}$.

Эти данные позволяют определить секундный расход отсасываемого воздуха (при уд. весе засасыв. воздуха $\gamma_a = 1,2 \text{ кг/м}^3$, соответствующего $T_a = 293^\circ \text{ К}$ и $p_a = 1,03 \text{ ата}$):

$$G_B = F_{\text{заб}} \cdot v_{\text{заб}} \cdot \gamma_a = 10 \cdot 10^{-4} \cdot 5 \cdot 1,2 = 0,006 \text{ кг/сек.}$$

В зависимости от конструктивного выполнения всасывающей (от заборника до отверстия диафрагмы) и отводящей (от вакуум-насоса до места отвода газов) магистралей, а также от выбранных скоростей потока в них, определяются гидравлические потери $\Delta p_{\text{вс}}$ и $\Delta p_{\text{вых}}$ магистралей.

Для примера будем считать, что эти потери составляют:

$$\Delta p_{\text{вс}} = 0,05 \text{ ата} \text{ и } \Delta p_{\text{вых}} = 0,10 \text{ ата.}$$

Тогда потребная степень сжатия (5.5)

$$\pi_B = \frac{1,03 + 0,1}{1,03 - 0,05} = 1,15.$$

Если давление сжатого воздуха задано $p_1^* = 4 \text{ ати}$ (в наиболее часто встречающемся случае использования заводской сети сжатого воздуха), то располагаемая степень расширения (5.6) составит

$$\pi = \frac{4 + 1,03}{1,03 + 0,1} = \frac{5,03}{1,13} = 4,45.$$

Согласно кривым рис. 5.6 это соответствует коэффициенту эжекции $n = 0,87$.

Потребный расход сжатого воздуха

$$G = \frac{G_B}{n} = \frac{0,006}{0,87} = 0,0069 \frac{\text{кг}}{\text{сек}}.$$

Площадь проходного сечения сопла при $T_1^* = 293^\circ \text{K}$ (3.24)

$$F_c = \frac{0,0069 \sqrt{293}}{0,38 \cdot 5,03} \cdot 100 = 6,2 \text{ мм}^2.$$

Высота сопла (3.25)

$$h = \sqrt{\frac{6,2}{2}} = 1,8 \text{ мм}.$$

Ширина сопла (3.26)

$$b = \frac{6,2}{1,8} = 3,5 \text{ мм}.$$

Диаметр цилиндрической трубы (5.8)

$$D = 4,2 \sqrt{6,2} = 10 \text{ мм}.$$

Длина цилиндрической трубы (5.9)

$$L = 10 \text{ мм}.$$

Диаметр отверстия диафрагмы (5.10)

$$D_d = 0,7 \cdot 10 = 7 \text{ мм}.$$

Радиус сопряжения диффузора (5.11)

$$R_{\text{диф}} = 0,2 \cdot 10 = 2 \text{ мм}.$$

Зазор диффузора (5.12)

$$\Delta_{\text{диф}} = 0,1 \cdot 10 = 1 \text{ мм}.$$

Максимальный диаметр диффузора (5.13)

$$D_{\text{диф}} = 5 \cdot 10 = 50 \text{ мм}.$$

Все размеры определены.

В расчете вихревого вакуум-насоса для вакуумирования замкнутого сосуда объемом $V_c = 1 \text{ м}^3$ задается конечное давление в сосуде. Примем его равным $p'_{oc} = 0,3 \text{ ата}$.

Определим потребное давление p_1^* сжатого воздуха для обеспечения такого вакуума, если давление окружающей среды $p_a = 1,03 \text{ ата}$ и температура сжатого воздуха $T_1^* = 293^\circ \text{K}$.

Степень повышения давления π_B для нашего случая составит величину

$$\pi_B = \frac{1,03}{0,3} = 3,4.$$

Для этого значения π_b по кривой рис. 5.7 находим $\pi=2,1$, что соответствует

$$p_1^* = \pi \cdot p_a = 2,1 \cdot 1,03 = 2,17 \text{ ата.}$$

Количество отсасываемого воздуха из объема (5.14)

$$G_b = \frac{1(1,03-0,3) \cdot 10^{-4}}{29,3 \cdot 293} = 0,85 \text{ кг.}$$

Примем время вакуумирования $\tau=300 \text{ сек}$, тогда на основании выражений (5.14), (5.15) при $n_{cp}=0,043$ (см. рис. 5.8) секундный расход сжатого воздуха составит

$$G = \frac{G_b}{n_{cp} \cdot \tau} = \frac{0,85}{0,043 \cdot 300} = 0,066 \frac{\text{кг}}{\text{сек}}.$$

Для возможности использования кривых рис. 5.8 примем $p_1^*=3 \text{ ата}$.

Ясно, что в этом случае полная степень расширения π^* воздуха в вихре соплового сечения (см. гл. II) больше чем $\pi_{\min}^* = 4,12$, так как всегда $p_{oc} < p'_{oc} = 0,3 \text{ ата}$ и

$$\pi^* = \frac{p_1^*}{p_{oc}} = \frac{3}{0,3} = 10.$$

Значит на срезе входного сопла имеется критическая скорость и площадь сечения сопла может быть рассчитана по выражению (3.24):

$$F_c = \frac{0,066 \cdot \sqrt{293}}{0,38 \cdot 3} \cdot 100 = 99 \text{ мм}^2.$$

Высота сопла

$$h = \sqrt{\frac{99}{2}} = 7 \text{ мм.}$$

Ширина сопла

$$b = \frac{99}{7} = 14 \text{ мм.}$$

По кривой рис. 4.5 находим оптимальное значение

$$\bar{F}_c = 0,1.$$

Диаметр цилиндрической трубы (5.17)

$$D = \sqrt{\frac{4 \cdot 99}{3,14 \cdot 0,1}} = 35 \text{ мм.}$$

Согласно соотношению (5.18) примем

$$D_d = 6 \text{ мм.}$$

Остальные геометрические размеры определяются так же, как в предыдущем расчете:

$$L = 35 \text{ мм; } R_{\text{диф}} = 7 \text{ мм; } \Delta_{\text{диф}} = 3,5 \text{ мм; } D_{\text{диф}} = 175 \text{ мм.}$$

В качестве примера производственного применения вихревого вакуум-насоса познакомимся с конструкцией вихревого ручного пылесоса, изображенной на рис. 5.10.

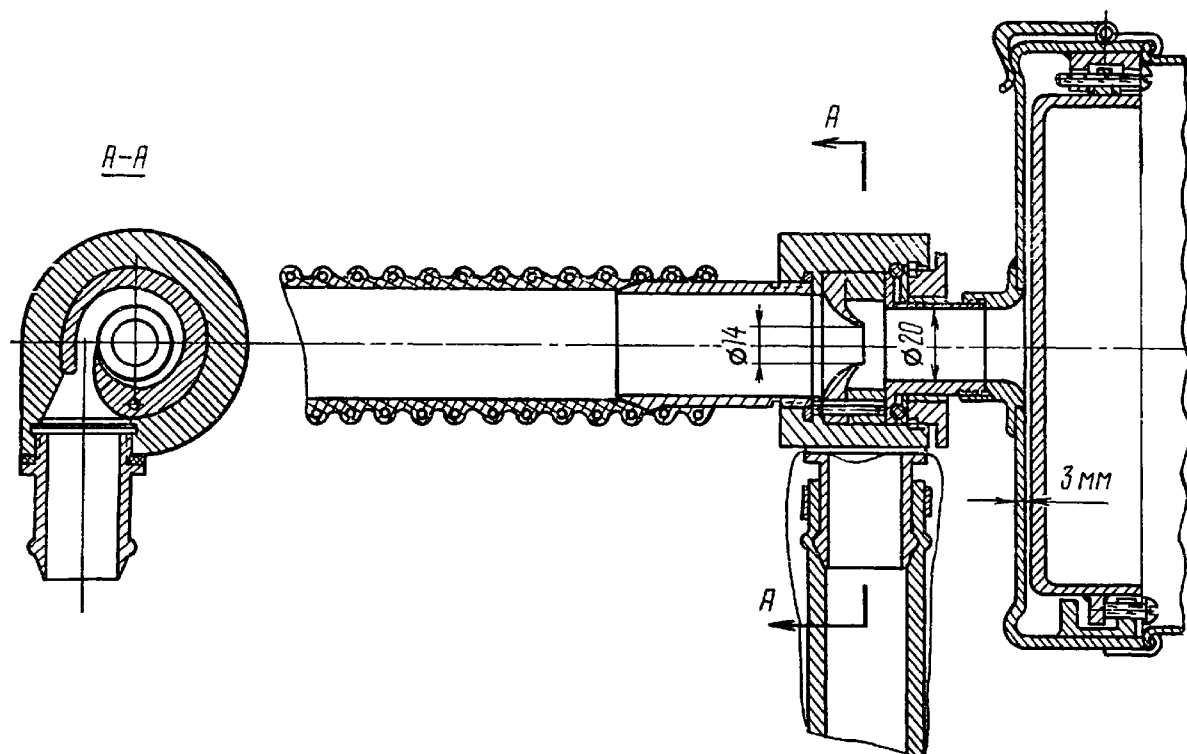


Рис. 5.10. Конструкция вихревого пылесоса

Он состоит из вихревого вакуум-насоса, к всасывающей части которого присоединен гибкий шланг с заборником (на рисунке не показан).

За диффузором смонтирован тканевый мешок, являющийся фильтром для задержания пыли, но пропускающий через себя воздух. Он легко снимается для периодической очистки от пыли.

Благодаря высокой вакуумирующей способности вихревого вакуум-насоса пылесос легко убирает не только пыль и металлическую стружку, но и мелкие металлические предметы и поэтому является удобным устройством для уборки производственных помещений.

Эффективность работы вихревого вакуум-насоса видна из приведенных на рис. 5.11 фотографий процесса электродуговой сварки аппаратом «Вихрь».

На рис. 5.11, а процесс сварки ведется при отключенном вихревом вакуум-насосе, а на рис. 5.11, б — при нормально работающем аппарате.

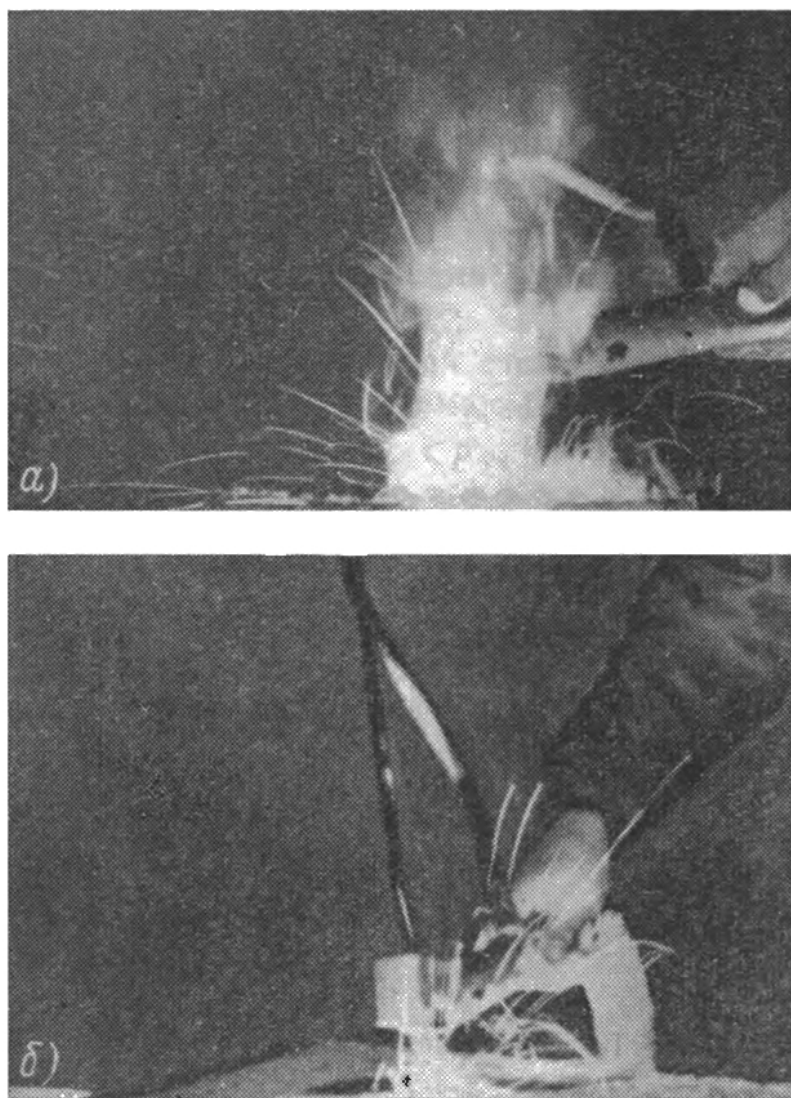


Рис. 5.11. Эффективность работы аппарата «Вихрь»: а—сварка с отключенным вакуум-насосом; б—сварка при работающем вакуум-насосе

Из последнего видно, что весь образующийся в зоне сварки дым собирается в газовый шнур, засасываемый в заборник электрододержателя. За пределы этого шнура вылетают только крупные капли расплавленного металла, выбрасываемые из зоны сварки, трассы которых ясно видны на фотографии в виде белых полос.

ПУТИ УВЕЛИЧЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ ВИХРЕВОЙ ТРУБЫ

При многих достоинствах, основным и очень серьезным недостатком вихревой трубы является низкая экономичность происходящего в ней процесса энергетического разделения.

Полученные при исследованиях [31, 9, 46] наивысшие значения адиабатного к. п. д. вихревых труб (определяемого произведением $\mu \cdot \eta$) не превышают 0,235 для умеренных, 0,3 для малых перепадов давления и 0,29 для охлаждаемой вихревой трубы. Этот недостаток органически присущ вихревому эффекту энергетического разделения газов, основанному на турбулентном взаимодействии отдельных элементов закрученного потока, приводящем к существенным потерям.

Поэтому при использовании вихревой трубы в качестве основы холодильно-нагревательных установок для повышения эффективности их следует стремиться к максимальной утилизации энергии вытекающих из вихревой трубы потоков, а также к созданию наиболее благоприятных условий для приближения процесса энергетического взаимодействия вихрей к идеальному.

Рассмотрим возможные пути повышения эффективности вихревой трубы. Все дальнейшие расчеты мы будем проводить по полным параметрам, поэтому для упрощения индексации отбросим звездочки у p и T .

6.1. УТИЛИЗАЦИЯ ЭНЕРГИИ ГОРЯЧЕГО ПОТОКА

Горячий поток выходит из вихревой трубы при повышенном, по сравнению с холодным потоком, давлении и с более высокой температурой, чем у поступающего в вихревую трубу сжатого воздуха.

При значительной весовой доле горячего потока (при малых μ) использование его работоспособности может привести к существенному возрастанию степени термодинамического совершенства установки. Это возрастание зависит от степени совершенства термодинамического процесса вспомогательного устройства, в котором будет использован горячий поток.

Естественно, что утилизацию энергии горячего потока нельзя осуществить в совершенном поршневом или турбинном детандере, так как конструктивная сложность последних сводит на нет основные достоинства вихревого аппарата — простоту и надежность. Поэтому утилизацию энергии горячего потока целесообразно проводить только в таких же простых и надежных устройствах, как и сама вихревая труба.

К числу их можно отнести эжектор, вихревой вакуум-насос, а также щелевой диффузор.

Схема включения эжектора в цикл вихревой трубы изображена на рис. 6. 1.

Сжатый воздух поступает в вихревую трубу (ВТ) через сечение 1 с параметрами p_1 и T_1 ; после разделения в ней холодный поток (X), имеющий температуру T_x и давление p_x , подается в камеру холода (КХ), где используется в качестве холодильного агента и изобарно подогрывается при этом до температуры T_h .

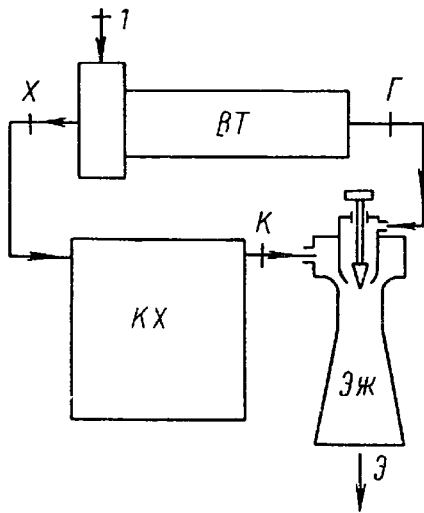


Рис. 6. 1. Схема работы вихревой трубы с эжектором

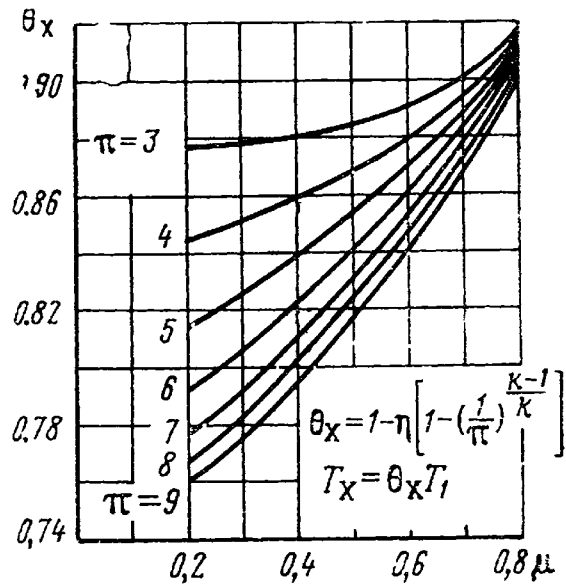


Рис. 6. 2. Кривые зависимости θ_x от μ и π

Из камеры холода отработанный холодный поток через сечение (К) отсасывается эжектором (ЭЖ) и выбрасывается в атмосферу.

Эжектор работает на горячем (Г) потоке вихревой трубы, подаваемом в него с параметрами p_Γ и T_Γ .

Эжектор снижает давление холодного потока, увеличивая тем самым степень расширения π воздуха в вихревой трубе и эффект охлаждения.

Можно провести оценку эффективности применения эжектора. Для этого воспользуемся следующими уравнениями: уравнением энергии вихревой трубы (1.6), которое приводится к зависимости

$$T_1 = \mu \cdot T_x + (1 - \mu) T_\Gamma, \quad (6.1)$$

выражением (3.2) для эффекта охлаждения, приводящимся к виду

$$T_x = \theta_x \cdot T_1. \quad (6.2)$$

Здесь

$$\theta_x = 1 - \eta \cdot \left[1 - \left(\frac{1}{\pi} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]. \quad (6.3)$$

Уравнение (6.2) назовем уравнением вихревой трубы.

Значения величины θ_x , как функции от μ и π , могут быть найдены из обобщенных характеристик вихревой трубы. Для удобства дальнейших расчетов кривые этой зависимости приведены на рис. 6.2.

Используем приближенное уравнение импульсов [1] эжектора

$$p_3 = \frac{\alpha p_\Gamma + p_x}{\alpha + 1}. \quad (6.4)$$

$$\alpha = \frac{F_\Gamma}{F_x}. \quad (6.5)$$

В этом выражении:

α — геометрический параметр эжектора;

$\frac{F_\Gamma}{F_x}$ — отношение площадей сопловых сечений на входе в камеру смешения эжектора.

Уравнение расхода эжектора

$$n = \frac{p_x \cdot q(\lambda_k) \cdot \sqrt{\frac{T_\Gamma}{T_k}}}{p_\Gamma \cdot q(\lambda_\Gamma) \cdot \alpha}, \quad (6.6)$$

где

$$q(\lambda) = \left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{1}{k-1}} \cdot \lambda \cdot \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \cdot \lambda^2\right)^{\frac{1}{k-1}}$$

является газодинамической расходной функцией [1];

$\lambda_\Gamma, \lambda_k$ — безразмерные скорости горячего и холодного потоков на сопловых срезах перед камерой смешения эжектора.

$$n = \frac{\mu}{1 - \mu}, \quad (6.7)$$

где

n — коэффициент эжекции.

Для изменения режима работы вихревой трубы (изменения μ) и сохранения при этом достаточно эффективной работы эжектора в последнем используется суживающееся регулируемое сопло, обеспечивающее $\lambda_\Gamma = 1$ и $q(\lambda_\Gamma) = 1$.

Тогда с учетом выражения (3.6) уравнение расхода эжектора может быть представлено в виде

$$\pi' = \frac{p_\Gamma}{p_x} = \frac{q(\lambda_k)}{n \cdot \alpha} \cdot \sqrt{\frac{T_\Gamma}{T_k}}$$

или

$$\alpha = \frac{q(\lambda_k)}{n \cdot \pi'} \cdot \sqrt{\frac{T_\Gamma}{T_k}}. \quad (6.8)$$

При малых μ эффект подогрева горячего потока оказывается незначительным и T_r близка к T_1 ; после использования в камере холода температура холодного потока T_x также незначительно отличается от T_1 , поэтому в нашем случае можно принять $\sqrt{\frac{T_r}{T_k}} \approx 1$. Тогда из выражений (6.4) и (6.8) получим

$$\pi' = \frac{q(\lambda)}{n \cdot \left\{ \left[\frac{q(\lambda_k)}{n} + 1 \right] \frac{p_x}{p_3} - 1 \right\}}. \quad (6.9)$$

Приравнивая правые части выражений (3.7) и (6.9), после преобразования получим такое выражение для p_x

$$p_x = \frac{1}{B_1} \left(\frac{E}{2} + \sqrt{\left(\frac{E}{2} \right)^2 + 0,33 B p_1} \right), \quad (6.10)$$

$$B_1 = \frac{0,67}{p_3} \left[\frac{q(\lambda_k)}{n} + 1 \right];$$

где

$$E = \frac{q(\lambda_k)}{n} + 0,67 - 0,33 \left[\frac{q(\lambda_k)}{n} + 1 \right] \frac{p_1}{p_3}.$$

Выражение (6.10) показывает, что снижению давления холодного потока способствуют уменьшение коэффициента эжекции n (уменьшение μ) и рост давления p_1 сжатого воздуха.

Величина газодинамической функции $q(\lambda_k)$ является ограниченной $q(\lambda_k) \leq 1$, она не может быть выбрана произвольно, а является функцией α и π и определяется из расчета эжектора [1].

Выбор эжектора для заданного значения n является задачей, требующей многократного расчета серии эжекторов и построения кривой напорности в функции безразмерной скорости λ_k (или геометрического параметра α). Не связывая себе этим, для иллюстрации эффективности применения эжектора рассмотрим один режим при следующих условиях:

$$p_1 = 5 \text{ ата}; n = 1 (\mu = 0,5); \lambda_k = 0,7;$$

$$q(\lambda_k) = 0,894; T_1 = 300^\circ \text{ К}; p_3 = 1 \text{ ата}.$$

Согласно выражению (6.10) для выбранного режима получим $p_x = 0,79 \text{ ата}$; $\pi = 6,3$ вместо располагаемого (в случае отсутствия эжектора) $\pi = 5$.

Это возрастание степени расширения газа вызовет прирост эффекта охлаждения, который можно подсчитать по выражению (3.2).

Для случая работы с эжектором ($\pi = 6,3$)

$$\Delta t_x = 48^\circ,$$

при отсутствии эжектора ($\pi = 5$) $\Delta t_x = 43^\circ$.

За счет работы эжектора эффект охлаждения возрастает на 12%.

При меньших μ прирост эффекта охлаждения будет более заметным.

Так, при $\mu=0,3$ ($n=0,45$) и прочих равных условиях получим $p_x=0,7$ ата; $\pi=7,15$; $\Delta t_x=63^\circ$ в то время, как при $\pi=5$ и $\mu=0,3$ имеем $\Delta t_x=52^\circ$.

В этом случае прирост составляет 22%.

С ростом степени расширения π темп роста получаемого в вихревой трубе эффекта охлаждения заметно снижается, что объясняется структурой выражения (3.2), поэтому, несмотря на увеличение создаваемого эжектором вакуума, при больших значениях π не наблюдается значительного прироста эффекта охлаждения за счет этого.

Наиболее эффективное использование эжектора для утилизации энергии горячего потока наблюдается при $\pi=3\div 6$ и $\mu=0,3\div 0,4$.

Основным недостатком струйного эжектора при его использовании в качестве утилизирующего устройства вихревой трубы является чувствительность к смене режима.

При отклонении от расчетного режима эффективность его резко уменьшается даже при использовании суживающегося регулируемого сопла.

Регулирование же вихревых установок всегда связано с изменением μ .

Ввиду этого может оказаться в некоторых случаях целесообразной замена струйного эжектора вихревым вакуум-насосом.

Использование регулируемых соплового входа (рис. 2.11) и диафрагмы (рис. 5.9) позволяет устанавливать оптимальные геометрические соотношения на различных режимах его работы, обеспечивая этим смену режимов установки в целом.

Щелевой диффузор (рис. 2.9) является также устройством для утилизации кинетической энергии горячего потока и преобразования ее в энергию давления.

Его применение всегда целесообразно для восстановления давления горячего потока перед подачей последнего в утилизирующий эжектор.

В описанных во второй главе установках (рис. 2.9 и 2.11) щелевой диффузор является устройством, обеспечивающим резкое снижение давления на оси вихря и соответствующее повышение эффекта охлаждения в приосевой зоне.

В этих установках низкая температура в приосевой зоне может быть использована только для охлаждения небольших цилиндрических тел, помещаемых в нее.

Значительно эффективнее можно использовать холодное ядро вихря, если извлечь его из вихревой зоны и направить на охлаждаемый объект, наличие большого радиального градиента статического давления в вихре позволяет это осуществить [58].

Несмотря на то, что общий уровень статического давления в ядре вихря повышается по мере удаления от соплового сечения к горячему концу, при достаточно короткой вихревой трубе всегда можно выбрать такие радиусы r_d и r'_d кольцевого отверстия диафрагмы (рис. 6.3), статическое давление между которыми будет выше давления на радиусе r_0 у отверстия в стенке щелевого диффузора.

Если осевое отверстие в стенке диффузора соединить каналом с подобранном таким образом кольцевым отверстием диа-

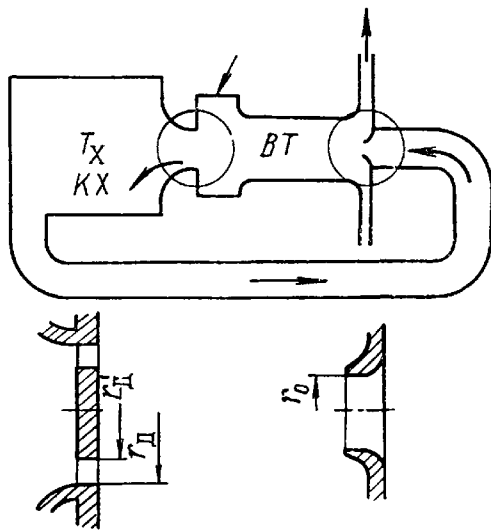


Рис. 6.3. Схема извлечения ядра вихря

фрагмы, то за счет разности статических давлений элементы ядра соплового сечения начнут вытекать через кольцевое отверстие диафрагмы, обеспечивая прокачку холодного потока через канал. Канал может включать в себя полость — камеру холода (КХ).

Такая схема обладает регенеративным свойством, так как возвращающиеся в вихрь через осевое отверстие в стенке диффузора элементы отработанного холодного потока имеют еще достаточно низкую температуру, поэтому их повторное охлаждение в процессе взаимодействия вих-

рей приводит к большему охлаждению. Это связано с передачей меньшего количества энергии при том же времени взаимодействия вынужденного вихря с внешним.

За счет многократной циркуляции процесс энергетического обмена может заметно приблизиться к предельно возможному. А так как этот процесс не связан с вызывающими инерционность массами теплообменного аппарата, выход установки на режим должен происходить очень быстро.

Таким образом, в рассмотренной схеме имеет место комплексная утилизация; вакуумирование холодного потока за счет раскрутки горячего потока в диффузоре и регенеративный теплообмен в самой вихревой трубе.

Прокачка холодного потока может быть осуществлена и при сплошном отверстии диафрагмы (при $r'_d = 0$), но при обязательном условии $r_d > r_0$.

Прокачка несколько улучшается при отборе холодного потока через трубочку радиуса r_d , вводимую через отверстие диафрагмы в вихрь на небольшую глубину. Это снижает эффект подмешивания пограничного слоя диафрагмы к холодному потоку, хотя появление цилиндрического объема на выходе холодного потока вызывает увеличение вторичного вихревого эффекта.

Последнее приводит к тому, что температура T_x холодного потока в камере холода оказывается заметно выше температуры T_{x0} , замеренной на радиусе r_d передней кромки трубки отбора холодного потока.

Эффект охлаждения Δt_x в камере холода оказывается меньше эффекта охлаждения Δt_{x0} на радиусе r_d вихря соплового сечения.

Малая разница статического давления на радиусах r_d и r_0 не позволяет создать интенсивную прокачку холодного потока, поэтому эта схема работает на малых μ , что при достаточно больших r_d приводит к значительному влиянию вторичного вихревого эффекта.

С целью выявления степени влияния его на эффект охлаждения проводились [28] сравнительные испытания рассматриваемой схемы с разомкнутой схемой, в которой холодный поток выводился из вихревой трубы с помощью вспомогательного вихревого вакуум-насоса.

Результаты этих экспериментов приводятся на рис. 6.4. Кривая Δt_x отображает эффект охлаждения при прокачке вакуум-насосом, кривые Δt_x и Δt_{x0} — при замкнутой схеме прокачки, соответствующей рис. 6.3, но при наличии трубки отбора холодного потока.

Пунктирная линия рис. 6.4 соответствует изоэнтропному падению температуры по условиям на входе (p_1, T_1) и выходе (p_a) из установки.

Сравнение показывает, что при абсолютном давлении $p_1 = 2,5 \text{ ата}$ и давлении окружающей среды $p_a = 1 \text{ ата}$ замкнутая схема обеспечивает эффект охлаждения 60° , что соответствует величине температурной эффективности $\eta = 0,9$; устранение вторичного вихревого эффекта позволяет при этом же давлении получить $\Delta t_{x0} = 71^\circ$, т. е. $\eta > 1$. Увеличение прокачки за счет вакуум-насоса (кривая $\Delta t'_x$) позволяет заметно повысить эффект охлаждения и довести его при $p_1 = 3 \text{ ата}$ до $\Delta t_x = 90^\circ$.

6.2. РАСКРУТКА ХОЛОДНОГО ПОТОКА

Вытекающий из отверстия диафрагмы холодный поток обладает высокой скоростью вращения.

Если за отверстием диафрагмы установить щелевой диффузор, то за счет торможения вихря при барометрическом давлении

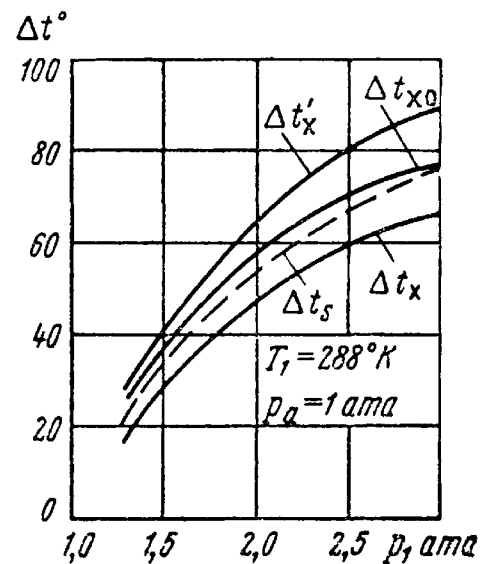


Рис. 6.4. Кривые эффекта охлаждения элементов извлеченного ядра вихря в зависимости от p_1

нии на выходе из диффузора (если до установки диффузора холодный поток вытекал в среду с атмосферным давлением), можно понизить статическое давление холодного потока в плоскости диафрагмы и тем самым повысить степень ее расширения и эффект охлаждения в вихревой трубе.

Но уровень окружных скоростей холодного потока значительно ниже, чем у горячего, поэтому его раскрутка не приводит к такому заметному улучшению эффекта охлаждения, как в случае раскрутки горячего потока.

Результаты исследования поля скоростей вихря соплового сечения показывают, что при условии осреднения по массе кинетической энергии вращения вытекающего холодного потока можно получить [50] повышение степени его расширения на 8%, что позволяет увеличить эффект охлаждения на 9,5%.

В действительности прирост оказывается меньшим. К тому же он уменьшается с ростом располагаемого π по тем же причинам, что и для случая применения утилизирующего эжектора.

Таким образом, применение раскрутки холодного потока так же, как и его эжектирование, целесообразно при умеренных значениях π . При этом с ростом μ (при соответствующем увеличении \bar{r}_d) раскрутка становится все более предпочтительней эжектирования.

Важное значение приобретает раскрутка холодного потока при рассмотренном в предыдущем параграфе случае вывода ядра вихря за счет прокачки в замкнутом контуре.

Повышение давления за диффузором холодного потока будет в значительной мере способствовать интенсивности прокачки, т. е. увеличению расхода холодного потока через камеру холода. Согласно рис. 6.4, это будет способствовать увеличению эффекта охлаждения.

6.3. РЕГЕНЕРАЦИЯ ХОЛОДА

При работе вихревой трубы в качестве холодильника или нагревателя не весь холод или тепло используются для охлаждения или нагревания объекта, поэтому принцип регенерации может быть с успехом применен для снижения температуры холодного потока вихревой трубы при ее работе в качестве холодильника или повышения температуры горячего потока при использовании вихревой трубы как нагревателя.

Принципиальная схема регенеративного цикла с вихревой трубой как холодильником изображена на рис. 6.5.

Сжатый воздух с параметрами сечения O охлаждается в противоточном теплообменнике (ТО) до параметров сечения I и поступает в вихревую трубу (ВТ), где делится на холодный (Х) и горячий (Г) потоки.

Холодный поток подается в камеру холода (КХ) для охлаждения объекта. Отработанный холодный поток с параметрами

сечения (К) проходит по второму контуру противоточного теплообменника и с параметрами сечения (Т) выбрасывается в атмосферу.

Горячий поток также выбрасывается в атмосферу.

Особенностью этого цикла по сравнению с регенеративными циклами с дроссель-эффектом или с детандером является то, что в нем на регенерацию возвращается только μ кг на каждый килограмм поступающего в вихревую трубу газа, что заметно ограничивает достижимые температурные пределы холодного потока.

Проанализируем возможности регенеративного цикла с вихревой трубой, для чего проведем некоторую идеализацию его: примем в расчете адиабатный противоточный теплообменник без гидравлических потерь, пренебрежем гидравлическими потерями в элементах схемы и примем для рабочего тела $c_p = \text{const}$.

Для вывода основного уравнения воспользуемся уравнением вихревой трубы (6.2) и уравнением теплового баланса теплообменника

$$T_0 - T_1 = \mu (T_T - T_k). \quad (6.11)$$

Обозначим подогрев холодного потока в камере холода через

$$\Delta t_k = T_k - T_x, \quad (6.12)$$

а меньший температурный напор теплообменника выразим через

$$\Delta t_T = T_0 - T_T. \quad (6.13)$$

Решая совместно уравнения (6.2) и (6.11) с использованием (6.12) и (6.13), находим основную зависимость для относительной температуры холодного потока

$$\frac{T_x}{T_0} = \frac{\frac{1}{n} + N}{\frac{1}{\mu \theta_x} - 1}; \quad (6.14)$$

$$N = \frac{\Delta t_k + \Delta t_T}{T_0}, \quad (6.15)$$

где N — величина, характеризующая предельную холодопроизводительность цикла (при отсутствии теплообмена с окружающей средой и $\Delta t_T = 0$), а

$$n = \frac{\mu}{1 - \mu}.$$

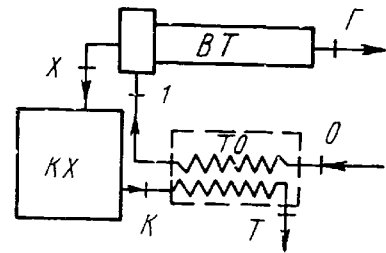


Рис. 6.5. Регенеративный цикл охлаждения с вихревой трубой

Предельный регенеративный цикл с нулевой холодопроизводительностью, дающий минимальную температуру холодного потока, будет характеризоваться условием $N=0$, при котором уравнение (6.14) принимает вид

$$\frac{T_x}{T_0} = \frac{1-\mu}{\frac{1}{\theta_x} - \mu}. \quad (6.16)$$

Величина θ_x (см. рис. 6.2) изменяется при умеренных π в пределах $0,75 \leq \theta_x \leq 1$.

Из уравнения (6.14) можно увидеть, что рост μ способствует увеличению эффективности регенерации, но до известного предела, так как при $\mu \rightarrow 1$ величина $\theta_x \rightarrow 1$ (θ_x является функцией μ и π и у неохлаждаемой вихревой трубы становится равной единице при $\mu=1$).

Найдем зависимость для температуры горячего потока вихревой трубы в регенеративном цикле.

Уравнение энергии для 1 кг газа запишется в таком виде:

$$T_0 = \mu \cdot T_r + (1-\mu) T_r - \mu \cdot \Delta t_k. \quad (6.17)$$

Из него с учетом выражений (6.12), (6.13) и (6.15) приходим к такому выражению для относительной температуры горячего потока:

$$\frac{T_r}{T_0} = 1 + nN. \quad (6.18)$$

Чем выше холодопроизводительность цикла и Δt_r (чем больше N) и чем больше величина μ в цикле, тем выше относительный подогрев выходящего из установки горячего потока.

Максимальная холодопроизводительность регенеративного цикла имеет место в первый момент времени после начала работы установки. Этот случай неустановившегося режима может быть охарактеризован условиями:

$$T_1 = T_0; \Delta t_r = 0; \Delta t_k = \Delta t_x = T_1 - T_x = T_1(1 - \theta_x).$$

При этом имеет место максимальный подогрев горячего потока и его относительная температура

$$\frac{T_r}{T_0} = 1 + n(1 - \theta_x). \quad (6.19)$$

Последнее выражение легко преобразуется в уравнение энергии вихревой трубы (6.1), т. е. эффект подогрева в этом случае соответствует таковому для вихревой трубы без регенерации.

По мере снижения холодопроизводительности (снижения N) температура T_r снижается, становится минимальной в предельном регенеративном цикле (при $N=0$) и согласно уравнению (6.18) приобретает значение

$$T_r = T_0.$$

В энергетически изолированном предельном регенеративном цикле с вихревой трубой температура горячего потока всегда равна температуре питающего установку сжатого газа.

Отсюда следует важный вывод о том, что максимальное снижение температуры в предельном регенеративном цикле обеспечивается при максимальной разности температур между горячим и холодным потоками вихревой трубы, при этом всегда получаемый эффект охлаждения равен этой разности температур

$$(\Delta t_x)_{\text{рег max}} = T_{\Gamma} - T_x. \quad (6.20)$$

Этот цикл может быть изображен в $T-S$ координатах (рис. 6.6).

При рассмотрении его следует учитывать, что из каждого килограмма используемого в цикле газа получается μ кг холодного и $(1-\mu)$ кг горячего, поэтому для этих двух составляющих масштабы энтропии следует считать увеличенными: для холодного потока в $\frac{1}{\mu}$ раз, для горячего — в $\frac{1}{1-\mu}$ раз.

Пунктирными линиями на рис. 6.6 изображены условные процессы образования холодного ($O-X'$) и горячего ($O-\Gamma'$) потоков в первый момент осуществления цикла, когда регенерация еще не возникла.

По мере возрастания степени регенерации температура T_1 поступающего в вихревую трубу сжатого газа будет снижаться до предельного значения, соответствующего точке I на диафрагме.

Согласно выражениям (3.2) и (1.7) при неизменном значении μ вместе со снижением T_1 будут уменьшаться значения величин эффектов охлаждения холодного и подогрева горячего потоков в вихревой трубе, т. е. температурная разность между точками (X) и (Γ) диаграммы будет меньше, чем между точками (X') и (Γ').

Из условия полной регенерации ($N=0$) площадь под кривой ($O-1$), выражающая собой теплоту $Q_{\text{рег}}$ регенерации, равна площади под кривой ($X-T$), умноженной на μ (или деленной на масштаб энтропии $\frac{1}{\mu}$).

Если в регенеративном цикле с вихревой трубой имеется подвод тепла ($\Delta t_h > 0$) и $\Delta t_T > 0$, т. е. если $N > 0$, то значения пределов достижимых температур холодного потока заметно повышаются.

Это иллюстрируется представленными на рис. 6.7 кривыми зависимости относительной температуры холодного потока от μ для различных π и N , построенными по кривым θ_x рис. 6.2.

Нижними кривыми каждого пучка $\pi = \text{const}$ являются кривые предельного регенеративного цикла ($N=0$).

С ростом холодопроизводительности (с ростом N) температура холодного потока заметно повышается, особенно при больших значениях μ . Следует учитывать, что на кривой $N = \text{const}$ с ростом μ возрастает удельная холодопроизводительность q_k установки, так как она пропорциональна произведению $N \cdot \mu$. Действительно, из выражения (6.15) при $\Delta t_T = 0$

$$q_k = \mu \cdot \Delta t_k \cdot c_p = \mu \cdot T_0 \cdot N \cdot c_p \frac{\text{ккал}}{\text{кг}}. \quad (6.21)$$

Поэтому в регенеративном цикле всегда целесообразно выбрать режим работы, соответствующий максимально допустимому (по потребной величине T_x) значению μ .

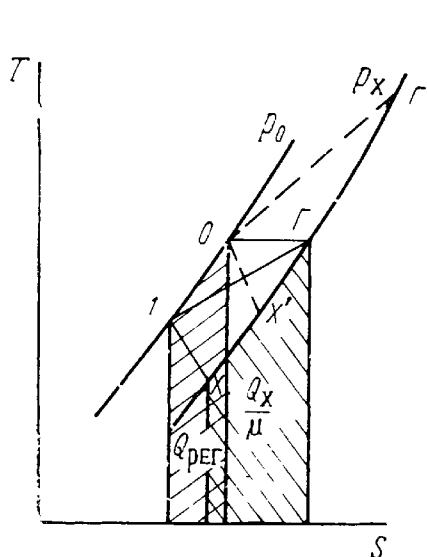


Рис. 6.6. Предельный регенеративный цикл в $T-S$ координатах

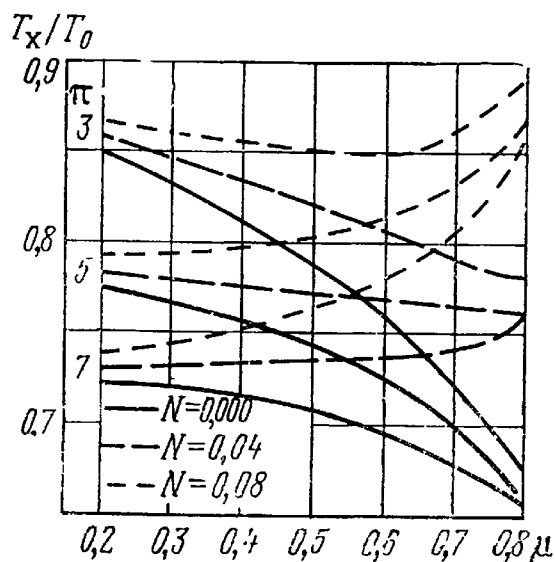


Рис. 6.7. Кривые $\frac{T_x}{T_0}$ для регенеративного цикла

На $\mu = 0,7$ при $\pi = 7$, $T_0 = 293^\circ \text{K}$ и $N = 0,04$ в регенеративном цикле можно получить $T_x = 217^\circ \text{K}$ (-56°C) при удельной холодопроизводительности $q_k = 2 \frac{\text{ккал}}{\text{кг}}$.

Если в этом случае производится только охлаждение какого-то объекта, то окончание процесса охлаждения характеризуется условием $\Delta t_k = 0$ (т. е. $N = 0$) и объект может быть охлажден в рассматриваемом случае до $T_x = 200^\circ \text{K}$ (-73°C).

Регенеративный принцип может быть с успехом применен и в цикле с охлаждаемой вихревой трубой, работающей на $\mu = 1$. В этом случае используется способность охлаждаемой вихревой трубы работать [9] при повышенной температуре охлаждающей жидкости по сравнению с температурой подаваемого сжатого воздуха.

Схема регенеративного цикла с охлаждаемой вихревой трубой и $\mu = 1$ изображена на рис. 6.8. В отличие от предыдущей

в ней холодный поток после регенерации в теплообменнике с параметрами сечения (Т) подается на охлаждение вихревой трубы (ВТ), а затем выбрасывается в атмосферу через сечение (В). В этой схеме охлаждение вихревой трубы может осуществляться также водой или какой-либо охлаждающей жидкостью (на схеме указано пунктирной линией), а отработанный холодный поток после теплообменника выбрасывается в атмосферу. Отсутствие подробных исследований влияния температуры охлаждающей жидкости на эффект охлаждения для этого вида вихревой трубы не позволяет дать методу расчета рассматриваемого регенеративного цикла.

Выражение (6.14) для этого случая ($\mu=1$) преобразуется в

$$\frac{T_x}{T_0} = \frac{N\theta_x}{1 - \theta_x}. \quad (6.22)$$

Оно показывает, что при сохранении значения $\theta_x < 1$ в предельном регенеративном цикле ($N=0$) температуру холодного потока можно довести до температуры конденсации рабочего газа; начало конденсации характеризуется появлением теплоты конденсации ($N > 0$).

Но регенерация приводит к снижению T_1 и увеличению разности ($T_T - T_1$), поэтому по мере увеличения глубины регенерации подаваемый на охлаждение вихревой трубы поток с постоянной температурой $T_T = T_0$ становится все более «горячим» для стенок вихревой трубы и эффективность охлаждения им стенок снижается, что приводит к возрастанию величины θ_x и стремлению ее к 1.

Если учитывать [9], что изменение температуры охлаждающей жидкости на 27° приводит к изменению эффекта охлаждения на 7,5%, то можно предположить возможность получения довольно глубокой регенерации и температуры холодного потока порядка -60°C при охлаждении вихревой трубы водой, имеющей температуру 15°C .

6.4. ОСУШКА ПИТАЮЩЕГО СЖАТОГО ГАЗА

В разд. 3.4 рассматривалось влияние влажности газа на получаемый в вихревой трубе эффект охлаждения. Заметное снижение эффекта охлаждения при питании вихревой трубы влажным сжатым газом сопровождается еще одним неприятным фактором: потерей стабильности режима ее работы.

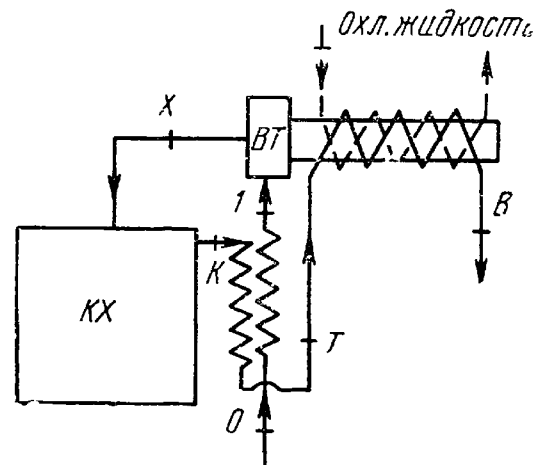


Рис. 6.8. Схема регенеративного цикла с охлаждаемой вихревой трубой

Это происходит из-за того, что образующиеся в холодном потоке частицы льда оседают на кромке отверстия диафрагмы и создают кольцевой нарост, уменьшающий проходное сечение отверстия.

Последнее приводит к повышению общего уровня давлений в вихревой зоне и изменению μ , т. е. к изменению эффекта охлаждения.

По мере увеличения нароста его слои, непосредственно прилегающие к телу диафрагмы, теплоизолируются от воздействия холодного потока новыми нарастающими слоями и подтаивают от тепла, передаваемого за счет теплопроводности материала диафрагмы от периферийного вихря.

В какой-то момент времени нарост срывается и уносится холодным потоком, затем процесс образования нароста повторяется. Вызванная этим нестабильность эффекта охлаждения достигает 20% [46].

Еще большая неприятность возникает при использовании влажного газа в регенеративной схеме.

В этом случае при увеличении степени регенерации все большая доля содержащейся в сжатом газе влаги должна быть сконденсирована в регенераторе, а выделяющееся при этом тепло — восприниматься отработанным холодным потоком, что приводит к уменьшению охлаждения сжатого газа в регенераторе и к снижению эффекта охлаждения в цикле.

Для оценки влияния влажности на глубину охлаждения, получаемую в регенеративном цикле с вихревой трубой, выведем расчетную формулу, аналогичную выражению (6.14). В этом случае в процессе регенерации к холодному потоку подводится дополнительное тепло $q'_в$ конденсации влаги в сжатом газе; кроме того, за счет конденсации влаги в холодном потоке произойдет потеря эффекта охлаждения его на величину $\delta(\Delta t_x)$. Исходя из этого, уравнение теплового баланса теплообменника (6.11) приобретает вид

$$T_0 - T_1 + \frac{q'_в}{c_p} = \mu [T_T - T_k - \delta(\Delta t_x)]. \quad (6.23)$$

Величина $q'_в$ может быть подсчитана по выражению (3.11), для этого случая оно принимает вид

$$q'_в = (d_0 - d_1) \cdot (i_{в_0} - i_{в_1}), \quad (6.24)$$

где аналогично уравнению (3.10)

$$d_0 = \frac{R}{R_H} \cdot \frac{\varphi_0 \cdot p_s}{p_0 - \varphi_0 \cdot p_s}, \quad (6.25)$$

а p_s определяется по температуре T_0 .

Решая уравнение (6.23) совместно с (6.2), (6.11), (6.12), (6.13), приходим к выражению, аналогичному (6.14):

$$\frac{T_x}{T_0} = \frac{\frac{1}{n} + N_1}{\frac{1}{\mu \theta_x} - 1}. \quad (6.26)$$

Отличие заключается в величине N_1 , которая в уравнении (6.26) представляет собой относительные температурные потери

$$N_1 = \frac{\Delta t_T + \Delta t_k + \delta (\Delta t_x) + \frac{q'_B}{\mu \cdot c_p}}{T_0}. \quad (6.27)$$

Такая форма выражения относительных потерь позволяет пользоваться одним и тем же уравнением для определения относительной температуры холодного потока при различных расчетных случаях.

Еще одним достоинством величины N_1 является возможность пользоваться кривыми рис. 6.7 для выбора режима и расчета действительного регенеративного цикла с вихревой трубой.

На рис. 6.9 представлены кривые относительной температуры холодного потока в функции от μ при $T_0 = 293^\circ \text{K}$, $\pi = 6$, $p_x = 1 \text{ ата}$ и при условии отсутствия подогрева в камере холода ($\Delta t_k = 0$) и ($\Delta t_T = 0$) для сухого ($\varphi = 0$) и влажного ($\varphi = 100\%$) сжатого воздуха.

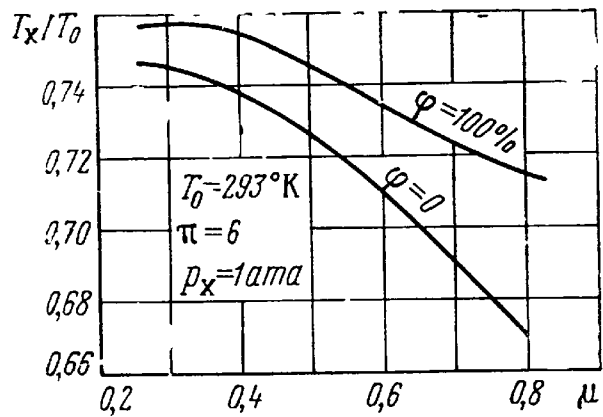


Рис. 6.9. Кривые $\frac{T_x}{T_0}$ регенеративного цикла для сухого и влажного воздуха

Потери эффекта охлаждения в регенеративном цикле с влажным воздухом увеличиваются с ростом μ в то время, как у вихревой трубы без регенерации согласно выражению (3.15) потеря эффекта охлаждения за счет влажности остается постоянной для всех μ .

Это объясняется тем, что при регенерации с ростом μ снижается температура T_1 , что приводит к конденсации в $\frac{1}{\mu}$ раз большего количества влаги в теплообменнике, чем для случая ее конденсации только в холодном потоке вихревой трубы при охлаждении до той же температуры.

Кривые рис. 6.9 показывают на заметное влияние влажности питающего сжатого воздуха на минимальную достижимую тем-

пературу холодного потока в регенеративном цикле с вихревой трубой.

Согласно кривым при $\mu=0,65$ потеря эффекта охлаждения составляет $8,5^\circ$ при суммарном эффекте охлаждения в 91° , т. е. составляет $9,4\%$ от последнего. К этому добавляется нестабильность режима за счет обмерзания отверстия диафрагмы, а также льдообразование (при $T_1 < 273^\circ \text{K}$) на поверхности теплообменника, ухудшающее работу последнего.

Таким образом, для получения максимального эффекта охлаждения в регенеративной схеме с вихревой трубой и ее стабильной работы неограниченное время необходимо подавать в нее осушенный сжатый газ с температурой точки росы ниже температуры холодного потока.

6.5. ОТВОД ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ ДИАФРАГМЫ И УСТРАНЕНИЕ ВТОРИЧНОГО ВИХРЕВОГО ЭФФЕКТА

В разд. 2.2 рассмотрен вопрос о влиянии пограничного слоя диафрагмы на эффект охлаждения.

Для устранения его необходимо найти способы отделения пограничного слоя от холодного потока. Можно предложить несколько способов.

Еще Фультоном [85] была отмечена возможность заметного увеличения эффекта охлаждения ядра холодного потока при его отделении от вытекающих из отверстия диафрагмы периферийных слоев, деление же холодного потока на периферийный и приосевой как раз является случаем сепарации холодного потока от пограничного слоя.

Конечно, этому увеличению эффекта охлаждения способствует и наличие градиента полной температуры по радиусу холодного потока, а также заметное уменьшение вторичного вихревого эффекта.

С точки зрения получения максимальной холодопроизводительности целесообразно отделять от холодного потока только пограничный слой.

На рис. 6.10 изображена схематичная конструкция диафрагмы с отводом пограничного слоя.

Так как статическое давление в зоне течения пограничного слоя является максимальным для холодного потока, то элементы пограничного слоя легко отвести в полость между диафрагмой (Д) и отсекателем (О). Изменением давления в полости за счет дросселирования выходящего из нее газа можно менять расход газа через полость, а контролем температуры этого газа добиться отбора только пограничного слоя.

Для устранения вторичного вихревого эффекта в приведенной на рис. 6.10 конструкции предусмотрены кольцевые элементы (Л), делящие холодный поток на ряд кольцевых слоев и предотвращающие энергообмен между ними.

Эти элементы целесообразно устанавливать при работе вихревой трубы только на малых μ и при больших \bar{r}_d , когда имеют место прямое и обратное течения газа через отверстие диафрагмы.

Это относится и к устройству для отвода пограничного слоя, так как на больших μ его влияние на эффект охлаждения заметно снижается.

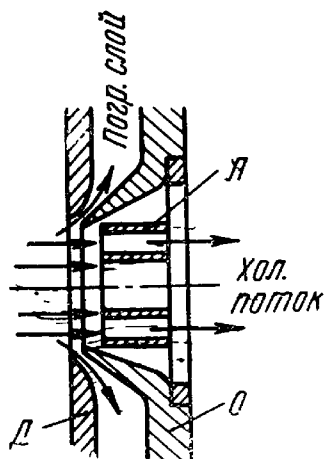


Рис. 6.10. Отвод пограничного слоя

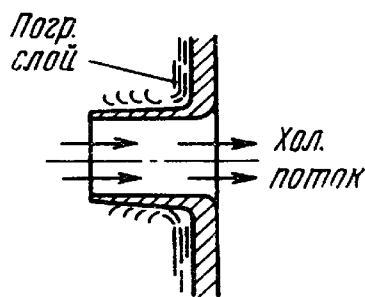


Рис. 6.11. Метод разрушения пограничного слоя диафрагмы

Вторым способом борьбы с пограничным слоем является его разрушение вихрем соплового сечения.

На рис. 6.11 представлена конструкция диафрагмы с аэродинамическим разрушением пограничного слоя.

Диафрагма имеет форму трубки, вытянутой в зону вихря соплового сечения. Текущий по плоскости диафрагмы пограничный слой обволакивает внешнюю поверхность трубки и увлекается с нее вихрем соплового сечения.

При своей простоте эта конструкция обладает тем недостатком, что в ней имеется большая возможность возникновения вторичного вихревого эффекта, поэтому она может быть рекомендована только при достаточно больших значениях μ или тогда, когда возникновения вторичного вихревого эффекта избежать невозможно (случай работы вихревого вакуум-насоса при поддержании вакуума в замкнутом объеме).

6.6. КАСКАДНЫЕ И СТУПЕНЧАТЫЕ СХЕМЫ

Для получения глубокого холода в цикле с вихревой трубой можно использовать каскадное или ступенчатое охлаждение, совмещая его с регенерацией.

На рис. 6.12 представлена каскадная схема работы вихревых труб.

Для анализа ее воспользуемся основным уравнением вихревой трубы (6.2) и примем для простоты равенство расхода G_{i+1}

сжатого газа последующей вихревой трубы расходу G_{xi} холодного потока предыдущей

$$G_{i+1} = G_{xi}. \quad (6.28)$$

Будем считать, что все вихревые трубы работают при одной и той же степени расширения μ газа при полной регенерации и отсутствии потерь в противоточных теплообменниках.

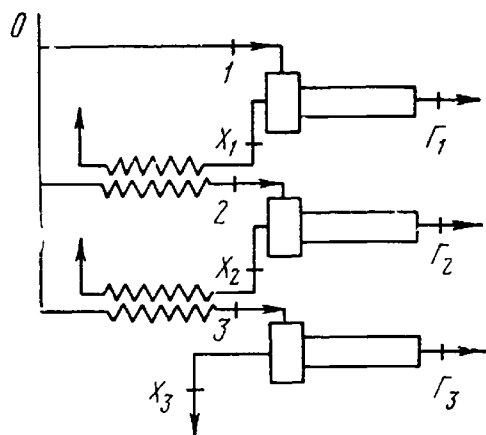


Рис. 6.12. Каскадная схема работы вихревых труб

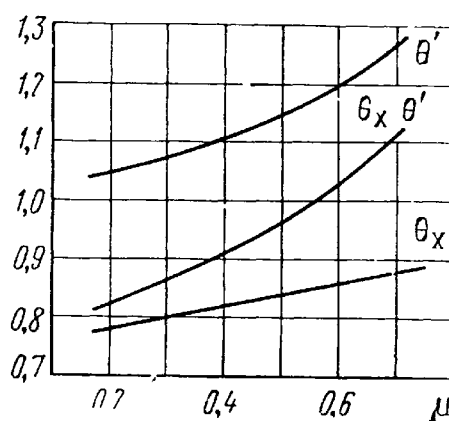


Рис. 6.13. Кривые θ_x , θ' и $(\theta_x \theta')$ в функции μ

Тогда температура T_{xi} холодного потока i -го каскада определится

$$T_{xi} = \theta_{x1} \cdot \theta_{x2} \cdot \dots \cdot \theta_{xi} \cdot T_0. \quad (6.29)$$

Используем уравнение энергии (1.7) вихревой трубы; найдем температуру горячего потока i -го каскада:

$$T_{ri} = \theta_{x1} \cdot \theta_{x2} \cdot \dots \cdot \theta_{x(i-1)} \cdot \theta'_i \cdot T_0, \quad (6.30)$$

где

$$\theta'_i = 1 + \frac{\mu}{1-\mu} \cdot \eta_i \left[1 - \left(\frac{1}{\pi} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]. \quad (6.31)$$

Из принятого условия (6.28) выражение для суммарного расхода сжатого газа в установке, потребного для получения 1 кг холодного газа в последнем каскаде, запишется

$$G = \sum_1^m G_i = \frac{1}{\mu_1} + \frac{1}{\mu_1 \cdot \mu_2} + \dots + \frac{1}{\mu_1 \cdot \mu_2 \cdot \dots \cdot \mu_m}. \quad (6.32)$$

Для случая охлаждения до заданного значения $\frac{T_x}{T_0}$ потребное число m каскадов будет зависеть от μ_i .

При условии $\mu_i = \text{idem}$ имеем и $\theta_{x i} = \text{idem}$ (так как $\pi_i = \text{idem}$), число каскадов m определится из выражения (6.29):

$$m = \frac{1 \int \frac{T_0}{T_x}}{1 \int \frac{1}{\theta_x}}. \quad (6.33)$$

На рис. 6.13 приведены кривые $\eta_{x, \theta'}$ и $(\theta_x \cdot \theta')$ в функции от μ для воздуха при $\pi = 6$ и значениях η , взятых из обобщенных характеристик (см. рис. 3.1).

С целью повышения экономичности такой схемы и сохранения простоты теплообменников для первого каскада необходимо выбирать режим максимальной холодопроизводительности ($\mu = 0,65$), для второго каскада значение μ выбирается из того условия, чтобы величина произведения $(\theta_{x1} \theta'_2)$ была близкой к единице.

В этом случае температура $T_{г2}$ горячего потока второй вихревой трубы будет равна температуре T_0 сжатого газа.

Если температура горячих потоков второго и последующих каскадов окажется ниже T_0 , то можно, усложнив несколько схему регенерации, использовать этот холод для охлаждения сжатого газа предыдущих ступеней.

Результаты исследования [49] вихревой трубы на высоких давлениях говорят о нецелесообразности срабатывания больших перепадов давления в одной вихревой трубе. Поэтому при возможности использования высоких давлений (в случаях утилизации энергии давления природных газов, замены процессов редуцирования и др.) целесообразно применять ступенчатую схему, представленную на рис. 6.14.

В этой схеме рабочим потоком вихревой трубы каждой последующей ступени является холодный поток предыдущей ступени. Располагаемая степень расширения π является произведением степеней расширения π_i каждой ступени

$$\pi = \pi_1 \cdot \pi_2 \cdot \dots \cdot \pi_m. \quad (6.34)$$

Температура $T_{x m}$ холодного потока после m ступеней определится по выражению

$$T_{x m} = \theta_{x1} \cdot \theta_{x2} \cdot \dots \cdot \theta_{x m} \cdot T_0, \quad (6.35)$$

где

$$\theta_{x i} = 1 - \eta_i \left[1 - \left(\frac{1}{\pi_i} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]. \quad (6.36)$$

Суммарный расход на 1 кг холодного газа составит

$$G = \frac{1}{\mu_1 \cdot \mu_2 \cdot \dots \cdot \mu_m}. \quad (6.37)$$

Для нахождения оптимальной разбивки общей степени расширения по ступеням рассмотрим двухступенчатую схему, для которой выражение (6.35) в развернутом виде согласно выражению (6.3) представляется так:

$$\frac{T_x}{T_0} = \left\{ 1 - \eta_1 \left[1 - \left(\frac{1}{\pi_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] \right\} \left\{ 1 - \left[1 - \left(\frac{\pi_1}{\pi} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] \eta_2 \right\}. \quad (6.38)$$

Принимая $\eta_1 = \eta_2$ и исследуя выражение (6.38) на экстремум, получим минимум при $\pi_1 = \sqrt[m]{\pi}$.

Значит при принятых нами условиях оптимальной является равномерная разбивка степени расширения газа по ступеням

$$\pi_1 = \pi_2 = \dots = \pi_m = \sqrt[m]{\pi}. \quad (6.39)$$

В этом случае расчетные выражения для T_{x_i} и T_{Γ_i} совпадают с таковыми для каскадной схемы (6.29 и 6.30).

Условие оптимальной разбивки приводит к выводу, что следует стремиться к максимальному числу ступеней, но это приводит к резкому увеличению суммарного расхода сжатого газа. Поэтому выбор компромиссного числа ступеней необходимо определить, исходя из конкретных условий, придерживаясь условия $\pi_i \leq 8$.

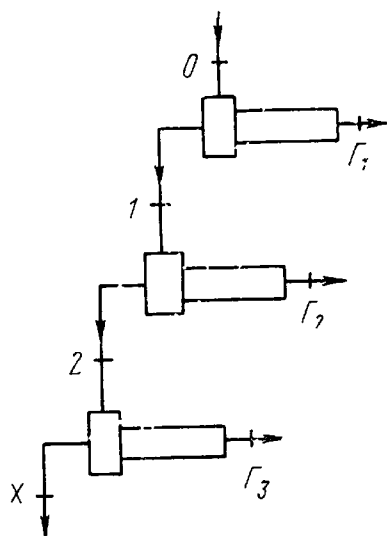


Рис. 6.14. Ступенчатая схема работы вихревых труб

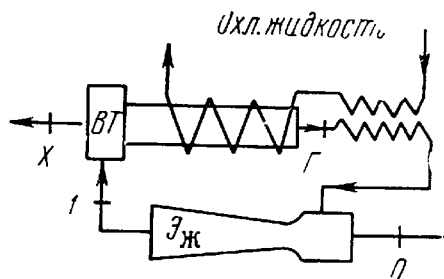


Рис. 6.15. Схема с эжектированием горячего потока сжатым газом

Достоинствами ступенчатой схемы является отсутствие теплообменников и заметно меньший, чем для каскадной схемы, относительный расход сжатого газа.

При наличии располагаемых степеней расширения $\pi > 8$ и потребности получить максимальную холодопроизводительность при возможно меньших расходах сжатого газа можно использовать схему с эжектированием горячего потока питающим газом, представленную на рис. 6.15.

Горячий поток вихревой трубы (ВТ) охлаждается жидкостью до температуры близкой к T_0 , а затем поступает в эжектор (ЭЖ), где поджимается питающим сжатым газом.

Выходящий из эжектора суммарный поток поступает в сопло вихревой трубы. Холодный поток подается на охлаждение объекта, а затем выбрасывается в атмосферу (или может быть направлен на регенерацию).

Так как горячий поток имеет повышенное по сравнению с атмосферным давление, то на его сжатие до давления p_1 требуется меньше энергии, чем на сжатие атмосферного воздуха.

При заданных p_0 , T_0 , p_x , μ , G_0 можно провести расчет геометрических размеров вихревой трубы для этой схемы.

Коэффициент эжекции эжектора

$$n_э = \frac{G_r}{G_0} = \frac{G_r}{G_1 - G_r} = \frac{1 - \mu}{\mu}. \quad (6.40)$$

Степень расширения сжатого газа в эжекторе

$$\pi_э = \frac{p_0}{p_1}. \quad (6.41)$$

Степень повышения давления горячего потока в эжекторе

$$\pi_r = \frac{p_1}{p_r},$$

Задаваясь величиной p_r из расчета эжектора определяется значение p_1 , а затем по выражению (3.7) уточняется значение p_r и делаются повторные пересчеты до совпадения расчетного значения p_r с принятым.

Дальнейший расчет вихревой трубы с расходом $G_1 = G_0 + G_r$ проводится по описанной ранее методике расчета охлаждаемых вихревых труб.

Глава VII

ВИХРЕВЫЕ ХОЛОДИЛЬНО-НАГРЕВАТЕЛЬНЫЕ УСТАНОВКИ

7.1. ОБЩИЕ ПРИНЦИПЫ ПРОЕКТИРОВАНИЯ

Несмотря на внешнюю простоту реализации вихревого эффекта, хороших результатов можно добиться только при выполнении некоторых специфичных для вихревых аппаратов требований.

В первую очередь эти требования относятся к вихревой трубе. Ввиду сравнительно низкой экономичности вихревой трубы режим ее должен быть подобран строго соответствующим заданным условиям. Предельная эффективность вихревой трубы обеспечивается хорошей организацией входа сжатого газа в сопло и вихревую зону, строгой цилиндричностью и чистотой омываемых вихрем поверхностей, достаточной длиной вихревой зоны и правильным выбором ее ограничителя.

В созданных вихревых холодильно-нагревательных установках в основном применяется вихревая труба конструкции № 3 (см. табл. 1. 1), расчет которой приводится в разд. 3. 5.

Кроме упомянутых ранее, следует указать на некоторые дополнительные требования к конструкции.

Для предотвращения подогрева вытекающего из отверстия диафрагмы холодного потока при омывании им теплых поверхностей, обращенные к холодному потоку поверхности диафрагмы и корпуса следует покрывать теплоизолирующим слоем. Построенная по спирали Архимеда внутренняя поверхность улитки должна быть тщательно отполирована.

При работе на малых μ за отверстием диафрагмы желательно предусмотреть устройства (см. разд. 6. 5) для отвода пограничного слоя диафрагмы и устранения вторичного вихревого эффекта.

При проектировании более сложных, основанных на вихревом эффекте, установок необходимо всегда иметь в виду основные преимущества вихревой трубы: исключительную простоту и надежность работы, которые и позволяют заменить ей в некоторых случаях термодинамически более совершенные аппараты.

Поэтому с целью сохранения этих преимуществ в качестве вспомогательных устройств следует применять для утилизации энергии горячего потока — струйный эжектор, а для регенерации — противоточный рекуперативный теплообменник.

Теплообменник оказывается наиболее сложным агрегатом в подобных установках и от его работы в большой степени зависят достижимые температурные пределы. Поэтому на его расчет и проектирование необходимо обращать особое внимание.

Теплообменник должен удовлетворять следующим основным требованиям.

1. Максимально приближаться к противоточному и обеспечивать максимальную регенерацию при минимальном теплообмене с окружающей средой.

2. Иметь малые гидравлические сопротивления в трактах при достаточно хорошем коэффициенте теплоотдачи.

3. Иметь малую тепловую инерционность, т. е. малую металлоемкость.

4. Быть малочувствительным к конденсации и замерзанию влаги на его рабочих поверхностях.

5. Быть устойчивым к коррозии.

Наиболее полно этим требованиям отвечает двухколонный регенеративный теплообменник с набивкой из гофрированной алюминиевой фольги, обладающий свойствами самоочистки от конденсирующейся в нем влаги. Но регенеративный теплообменник имеет один существенный с точки зрения вихревых аппаратов недостаток: он требует введения в установку переключающего устройства для обеспечения попеременной работы колонн, что заметно усложняет установку и в значительной степени сни-

жает ее основное достоинство — простоту, а также создает периодические колебания температуры подаваемого в рабочую полость потока.

Эти недостатки затрудняют использование регенераторов в вихревых аппаратах.

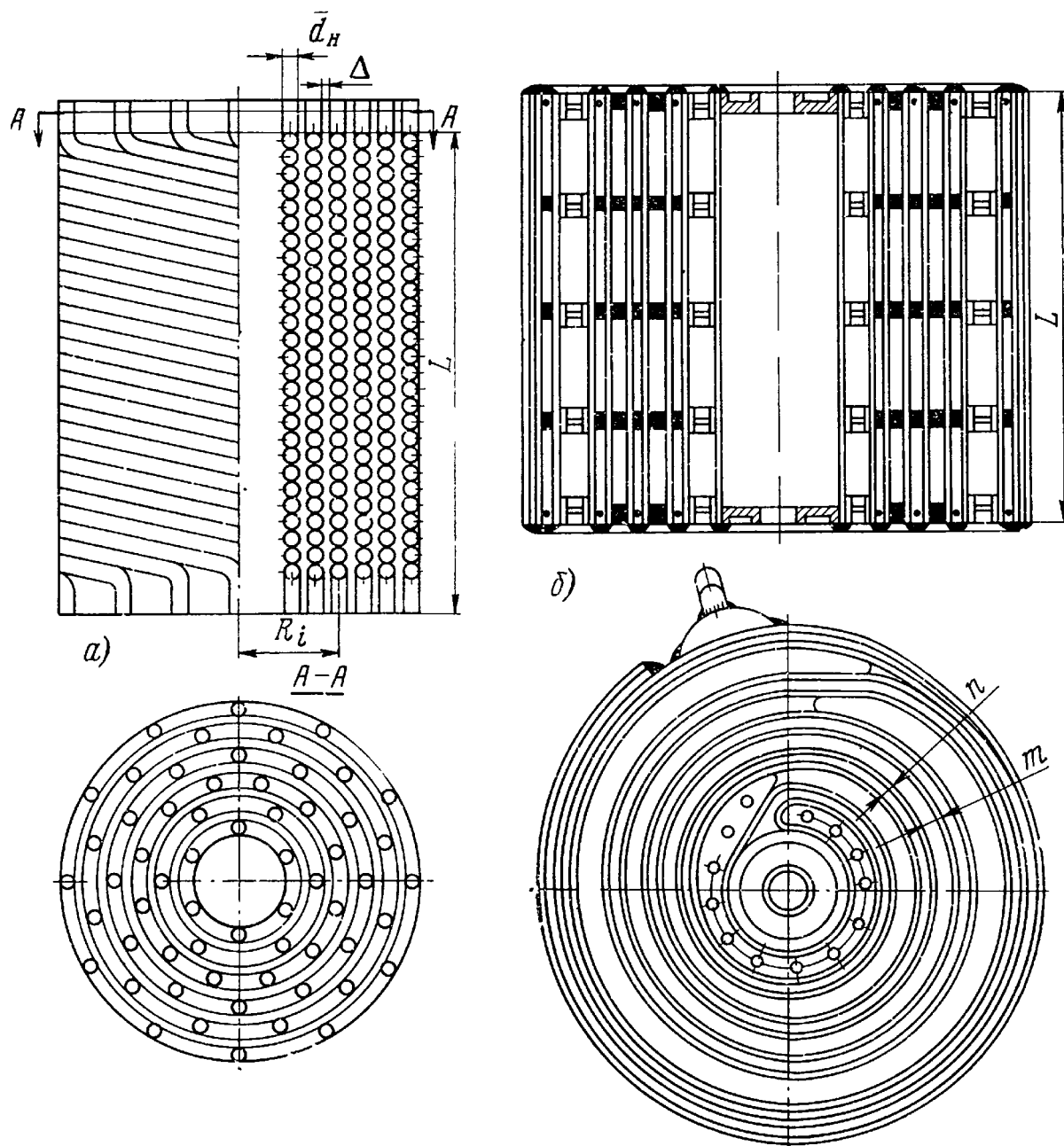


Рис. 7. 1. Противоточные теплообменники:
 а—спирально-трубчатый; б—спиральный

Из рекуперативных теплообменников удобными для вихревых аппаратов являются изображенные на рис. 7. 1 спирально-трубчатый и спиральный теплообменники [44, 42].

В спирально-трубчатом теплообменнике сжатый газ пропускается по межтрубному пространству, а охлаждающий поток низкого давления течет навстречу по трубкам. Благодаря большому

шой длине свитых в спираль трубок заметно сокращается тепловой поток по медным стенкам трубок от теплого конца к холодному, что обеспечивает хорошее приближение к противоточному принципу работы.

С целью равномерного распределения потока по трубкам (обеспечиваемого одинаковым гидравлическим сопротивлением каждой из них) последние во всех спиральных имеют одинаковую длину, поэтому число трубок в каждой спирали увеличивается с увеличением диаметра последней.

Общее число трубок теплообменника при выбранном диаметре их проходного сечения определяется из условия заданной скорости охлаждающего потока в теплообменнике, а длина трубок — из потребной поверхности теплообмена.

Поток охлаждаемого сжатого газа проходит по зазорам между спиралью. Величина зазора также рассчитывается по числу рядов спиралей и заданной скорости потока.

При расчете теплообменника для получения близких друг к другу коэффициентов теплообмена контуров, обеспечивающих наибольший коэффициент теплопередачи теплообменника, скорость холодного потока следует принимать значительно большей, чем скорость сжатого газа.

В разработанных теплообменниках эти скорости составляют соответственно 10 и 5 м/сек.

Такие значения скоростей не приводят к большим потерям давления и обеспечивают достаточно высокий коэффициент теплопередачи, потребная поверхность теплообмена составляет около 1 м² на каждый килограмм подаваемого в установку сжатого газа в минуту.

Осесимметричность теплообменника позволяет разместить в его центральной части вихревую трубу и эжектор, т. е. создать компактный унифицированный холодильный агрегат с малой протяженностью коммуникационных каналов.

Для уменьшения теплообмена между холодной и теплой сторонами цилиндрические обечайки теплообменника изготавливаются из нержавеющей стали, что обеспечивает также антикоррозионную стойкость их.

Недостатками этого теплообменника являются низкая температура внешней обечайки на холодном конце теплообменника, приводящая к теплопритоку из окружающей среды, а также довольно сложный процесс изготовления теплообменника.

Эти недостатки исключены в спиральном теплообменнике (рис. 7.1, б), в котором по полостям смежных спиралей, образованных двумя свитыми лентами, навстречу друг другу текут поток сжатого газа (от периферии к оси) и холодный поток (от оси к периферии).

Такое направление потоков при размещении вихревой трубы в приосевой полости теплообменника обеспечивает удобный подвод охлажденного сжатого газа к вихревой трубе и, что особенно

важно, позволяет убрать холодную зону внутрь теплообменника и таким образом практически исключить нежелательный тепловой поток из окружающей среды.

Технология изготовления такого теплообменника значительно проще, чем спирально-трубчатого.

Вихревые холодильные установки целесообразно регулировать изменением весовой доли μ холодного потока, что обычно осуществляется изменением степени дросселирования горячего потока. Поэтому при использовании утилизирующего эжектора последний следует делать многорежимным, т. е. с суживающимся регулируемым соплом эжектирующего газа.

Суживающееся сопло не всегда позволяет полностью использовать имеющийся перепад давления горячего потока, но дает более высокую эффективность на нерасчетных режимах, а также улучшает управление режимом установки.

Если вихревая установка предназначена для работы на одном режиме при стабильных параметрах питающего сжатого газа, следует отказаться от регулируемого эжектора и, при возможности, делать сопло сверхзвуковым. Изменение режима работы такой установки, при необходимости, можно осуществлять входным краном за счет изменения давления питающего сжатого газа.

Анализ изображенных на рис. 6.7 кривых $\frac{T_x}{T_0}$ позволяет установить следующие принципы, которых следует придерживаться при расчете вихревых аппаратов с регенерацией и эжектированием.

1. Из двух основных методов утилизации — эжектирования и регенерации — более целесообразным с точки зрения понижения температуры холодного потока является второй, так как его эффективность возрастает с ростом эффективности вихревой трубы, а у первого падает.

2. При проектировании установки для работы от сети сжатого газа низкого давления (2—3 *ати*) с целью получения наибольшего эффекта охлаждения следует стремиться к максимальной регенерации, т. е. делать эффективный теплообменник за счет увеличения его площади, принимая расчетные $\mu = 0,65$.

3. Если установка должна быть мобильной, то есть быстро выходить на режим, необходимо уменьшать ее тепловую инерционность в основном за счет уменьшения веса теплообменника. В этом случае при выбранном $\mu = 0,3 \div 0,4$ необходимо тщательно отрабатывать эжектор для получения максимальной величины π .

4. При работе установки на высоком давлении сжатого газа (7—8 *ати*) роль эжектора заметно снижается, так как при больших π заметно уменьшается прирост по π получаемого в вихревой трубе эффекта охлаждения. В случаях больших располагаемых π эффективность теплообменника можно повышать и за счет

увеличения коэффициента теплопередачи, т. е. за счет увеличения скоростей потоков в трактах теплообменника.

5. Во всех случаях расчета и конструирования необходимо стремиться к минимальным гидравлическим потерям в проходных трактах установки.

Для уменьшения создаваемого вихревой трубой и эжектором шума на выходе из эжектора следует устанавливать глушитель.

Высокочастотный характер шума позволяет использовать лабиринтный глушитель с малым гидравлическим сопротивлением и большой звукопоглощающей способностью стенок. Он представляет собой серию образующих лабиринт экранов, оклеенных звукопоглощающим материалом (мягкой тканью, пробкой, поролоном).

Малая холодопроизводительность вихревых установок при сравнительно больших создаваемых ими перепадах температур требует особо тщательной изоляции зон с низкой температурой от теплопритоков из окружающей среды и от зон с положительной температурой.

С этой целью выходящий из отверстия диафрагмы холодный поток необходимо сразу же изолировать от соприкосновения с теплыми элементами установки и непосредственно направить в камеру холода для использования в качестве хладагента.

При конструировании камеры холода следует свести к минимуму ее теплообмен с окружающей средой, который при достаточно хорошей изоляционной набивке определяется наличием тепловых мостов, создаваемых силовыми элементами конструкции.

Для устранения тепловых мостов камера холода жестко связывается с теплообменником, а последний своей теплой стороной соединяется с теплоизолированными опорами внешнего кожуха.

В случае применения спирального теплообменника камера холода должна соединяться с последним только в приосевой холодной зоне.

Несмотря на некоторые осложнения установки, применение вакуумной изоляции является очень перспективным для вихревых холодильных установок.

Кроме хороших теплоизоляционных свойств, вакуумная изоляция обладает малой теплоемкостью и позволяет установке быстро выходить на режим.

При проектировании обычной изоляции необходимо обеспечить герметичность полости теплоизоляции от окружающей среды.

При недостаточной герметизации полости находящийся в порах теплоизоляции воздух охлаждается во время работы установки, давление в полости падает и из окружающей среды засасывается влажный воздух, из которого на охлажденных поверхностях полости выпадает влага. При выключении и прогреве установки часть осушенного таким образом воздуха вытекает

обратно в окружающую среду. Многократное повторение этого процесса приводит к увлажнению изоляции и потере ею теплоизоляционных свойств, что заметно ухудшает работу установки.

Если тщательная герметизация полости изоляции затруднительна, то полость можно соединить с окружающей средой каналом, заполненным индикаторным силикагелем. При охлаждении установки воздух будет проходить через силикагель и осушаться им, обеспечивая нормальное состояние теплоизоляции.

После насыщения силикагеля влагой (на что указывает изменение его цвета до темно-голубого) его можно заменить или восстановить прокаливанием до 200°С.

Если в установке используется эжектор, необходимо тщательно герметизировать вакуумируемый тракт холодного потока, так как наличие подсосов теплого влажного воздуха из окружающей среды может заметно уменьшить эффект охлаждения (за счет подмешивания и уменьшения вакуума) и привести к нежелательному льдообразованию на стенках тракта. Осаждение инея является хорошим индикатором для выявления зон подсоса.

В случае установки на горячем конце вихревой трубы щелевого диффузора турбулизирующее устройство помещается в вихревой зоне за диффузором (см. рис. 4.4).

При установке в холодном потоке за диафрагмой щелевого диффузора последний следует изготавливать из теплоизоляционного материала (пенопласт, пробка).

Создаваемый этим диффузором эффект понижения давления холодного потока оказывается незначительным и не учитывается в расчете, но позволяет также исключить из расчета гидравлические потери в тракте холодного потока от диафрагмы до теплообменника, считая их эквивалентными.

7.2. ВИХРЕВЫЕ ХОЛОДИЛЬНЫЕ КАМЕРЫ С ТЕПЛООБМЕННИКОМ И ЭЖЕКТОРОМ

Принцип регенерации и утилизации энергии горячего потока впервые был разработан [57] и применен в ряде конструктивных вариантов вихревых холодильных камер, созданных в лаборатории промышленного применения вихревого эффекта Куйбышевского авиационного института [43, 64]. На рис. 7.2 изображен схематичный разрез одной из них — вихревой холодильной камеры ХК-3.

Принцип работы установки следующий.

Сжатый воздух из внешней магистрали через патрубок 1 подается в силикагелевый осушитель 2 и теплообменник 3, откуда через сопловой вход поступает в вихревую трубу 4.

После разделения в вихревой трубе холодный поток через отверстие диафрагмы 5 и щелевой диффузор 6 поступает в камеру холода 7, где охлаждает загруженные в нее образцы или

изделия. Из камеры холода через кольцевую полость 8 и второй контур теплообменника отработанный холодный поток отсасывается эжектором 9 в атмосферу.

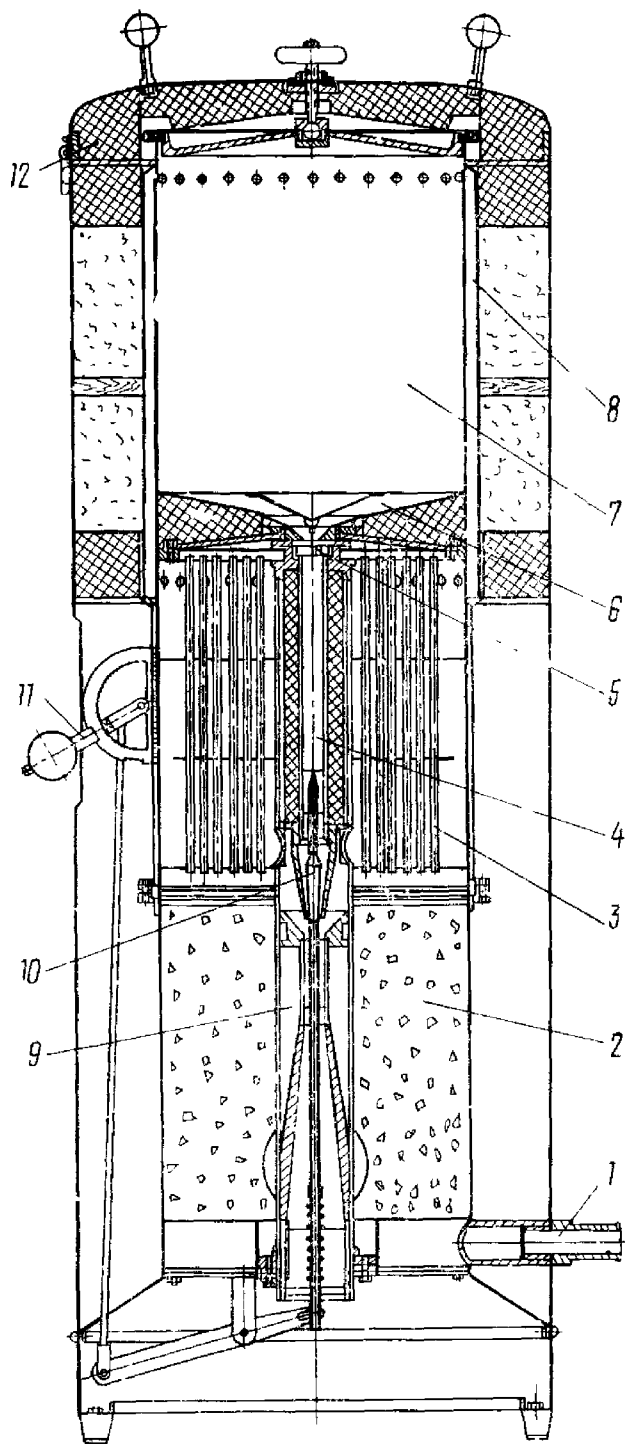


Рис 7.2. Вихревая холодильная камера ХК-3

Эжектор работает на горячем потоке вихревой трубы. Температура холодного потока регулируется изменением μ при помощи регулировочной иглы 10, управляемой сектором 11.

При работе установки (особенно на малых значениях μ) эжектор создает значительный вакуум в тракте холодного потока, поэтому камера холода тщательно герметизируется теплоизолированной крышкой 12 с резиновым уплотнением и зажимным винтом. Создаваемый эжектором при работе установки вакуум обеспечивает надежное поджатие и уплотнение крышки. Камера холода и теплообменник теплоизолированы от внешнего кожуха.

Примененный способ крепления камеры холода, теплообменника и осушителя позволило вынести силовые элементы в нижнюю часть осушителя и тем самым избежать тепловых мостов между внешним кожухом и холодной частью установки.

В верхней части камера холода центрируется с наружным кожухом кольцом из пенопласта, покрытым тонким листом текстурного пластика.

Вихревая холодильная камера снабжена установленным на приборном щитке указателем температуры в камере холода, датчиком которого является батарея хромель-копелевых термопар, помещенных в щелевом диффузоре холодного потока,

а также манометром, регистрирующим давление поступающего сжатого воздуха.

Вихревая холодильная камера может быть приспособлена для работы от вакуум-насоса, т. е. может работать как термобарокамера. Для этого вход ее оставляется открытым в атмосферу, а выход эжектора соединяется с вакуум-насосом. Но при этом за счет увеличения удельных объемов уменьшается весовой расход воздуха и холодопроизводительность установки.

Наличие в установке силикагелевого осушителя обеспечивает поддержание стабильного режима установки, но не способствует увеличению эффекта охлаждения за счет осушки.

Это происходит по той причине, что в процессе осушки выделяется теплота адсорбции, близкая по величине к теплоте конденсации паров, за счет чего повышается температура выходящего из осушителя сжатого воздуха.

Поэтому в других конструктивных вариантах осушитель выносится из установки в отдельный агрегат и вводится охлаждение сжатого воздуха после осушителя.

Ввиду указанного ранее преимущества использования регенеративных теплообменников, в Куйбышевском авиационном институте была разработана и изготовлена вихревая холодильная камера ХКМ-2 с регенераторами, схема которой приведена на рис. 7.3.

Сжатый воздух из сети через фильтр 1 и левую половину пневмореле 2 поступает в левый регенератор 3.

После предварительного охлаждения в регенераторе через челночный клапан 4 воздух подается в вихревую трубу 5. Холодный поток из вихревой трубы проходит в камеру холода 6, после использования в которой поступает в правый регенератор 3', охлаждая его насадки. Из регенератора подогретый поток через пневмореле отсасывается эжектором 7 и выбрасывается через глушитель 8 в атмосферу.

Через определенный промежуток времени пневмореле переключает сжатый воздух в другой регенератор, при этом так срабатывают верхние автоматические клапаны регенераторов и челночный клапан, что охлажденный в правом регенераторе 3' сжа

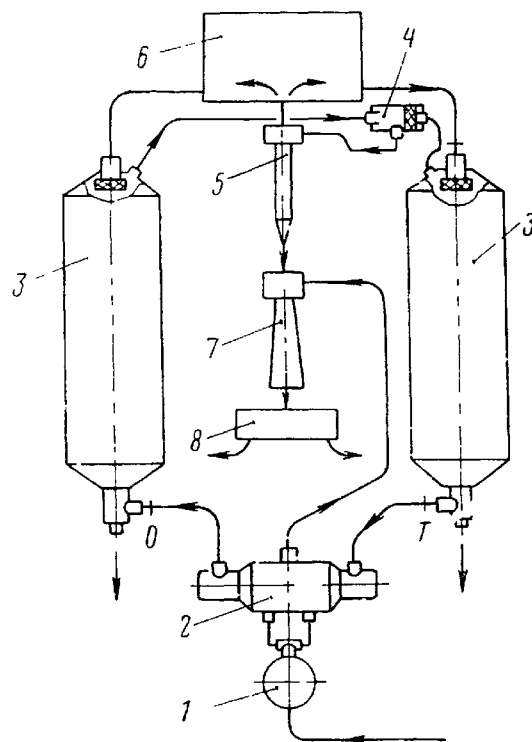


Рис. 7.3. Схема работы ХКМ-2

тый воздух идет в вихревую трубу, а отработанный холодный поток из камеры холода идет на охлаждение левого регенератора 3.

Насадки регенераторов изготовлены из свернутой в спирали гофрированной алюминиевой фольги.

7.3. ВИХРЕВЫЕ ТЕРМОСТАТЫ

Свойство вихревой трубы создавать как холодный, так и горячий потоки с успехом может быть использовано для создания простой термостатической установки [60], позволяющей получать попеременно охлаждение или подогрев.

Так же, как и в вихревой холодильной камере, в термостате, кроме вихревой трубы, используются теплообменник и эжектор.

Устройство вихревого термостата ВТ-1 [44] изображено на рис. 7.4. Принцип его работы на охлаждение — следующий.

Осушенный сжатый воздух из внешней магистрали через патрубок 4 поступает в межтрубное пространство противоточного спирально-трубчатого теплообменника 7, предварительно охлаждается в нем и проходит в вихревую трубу 9.

Выходящий из отверстия диафрагмы холодный поток через кран 8 и верхний левый патрубок поступает в межстенное пространство термостатической камеры 6, охлаждает последнюю, а затем через донный патрубок идет во второй контур (в спиральные трубки) теплообменника, откуда через кран 2 отсасывается эжектором 1 в атмосферу (или в глушитель).

Эжектор работает на горячем потоке вихревой трубы, поступающем к нему через кран 3.

Для работы на подогрев краны 2, 3 и 8 переключаются так, что горячий поток через кран 3 идет по правому верхнему патрубку (закрытому на чертеже) в межстенное пространство термостатической камеры, омывает ее, а затем через донный патрубок поступает в трубки теплообменника 7 для подогрева сжатого воздуха и через кран 2 подается в регулируемое сопло эжектора.

Во всем тракте до сопла эжектора горячий поток сохраняет повышенное давление, которое и используется в эжекторе.

На режиме подогрева холодный поток через краны 8 и 2 отсасывается эжектором в атмосферу.

Так как рабочий объем термостатической камеры не сообщается с проточными частями установки, тщательной герметизации крышки камеры не требуется и в отдельных случаях работы на режиме охлаждения крышка может оставаться открытой или открываться во время работы установки.

Крышка и стенки установки хорошо теплоизолированы пенопластом и аэрогелем.

Плавное изменение температурного режима установки осуществляется изменением весовых долей холодного и горячего потоков за счет изменения площади проходного сечения сопла

эжектора при перемещении его регулировочной иглы, а также изменением давления сжатого воздуха на входе в установку.

Температура в термостатической камере измеряется батареей хромель-копелевых термопар и регистрируется милливольтметром, имеющим температурную шкалу от -60 до $+100^{\circ}\text{C}$.

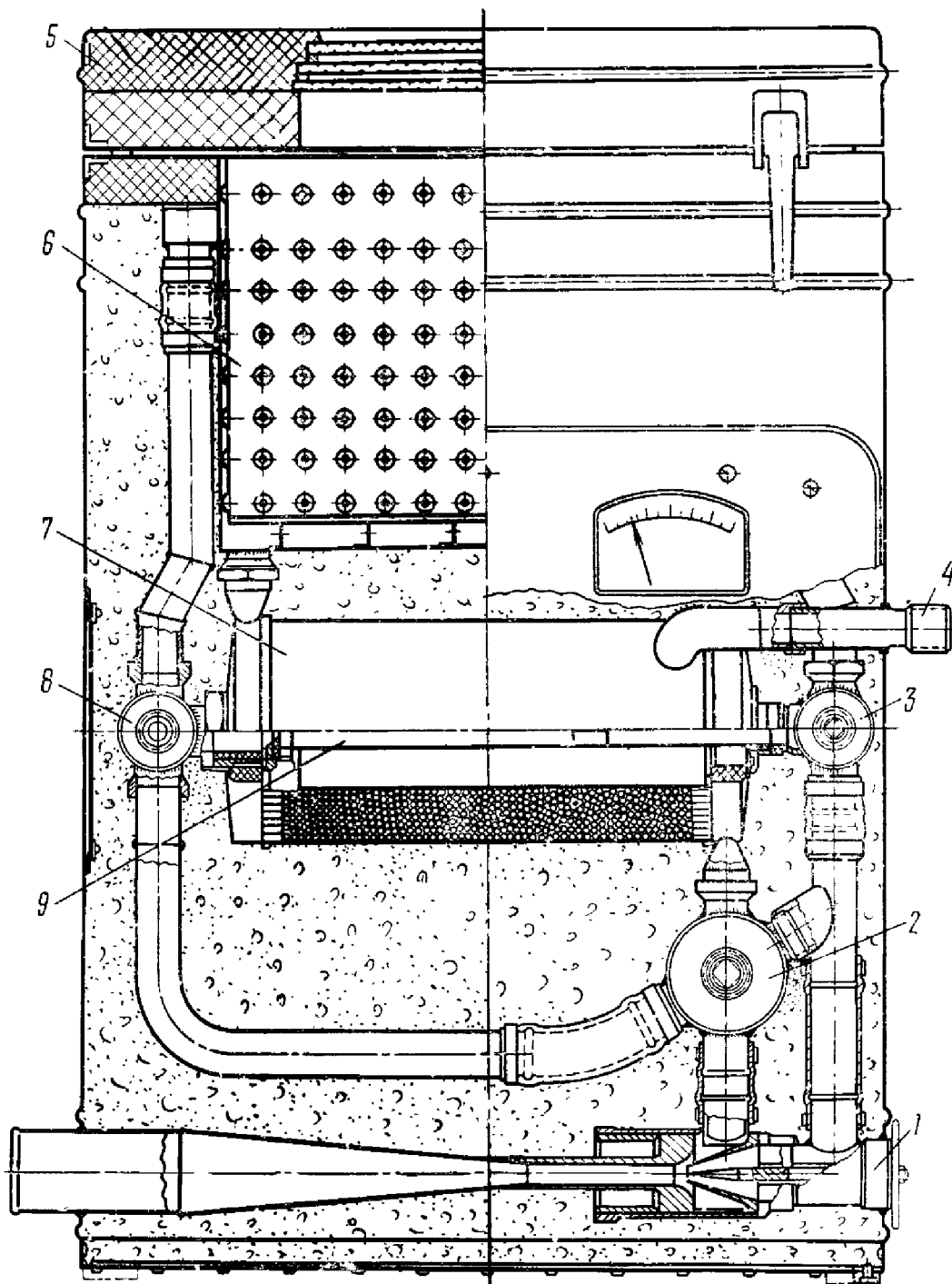


Рис. 7.4. Вихревой термостат ВТ-1

Все три крана переключения режима заблокированы и управляются одной ручкой. В крышке термостатической камеры имеется смотровое окно.

На рис. 7.5 представлен внешний вид вихревого термостата ВТ-1. На приборном щитке установлены указатель температуры

в термостатической камере, манометр давления поступающего в установку сжатого воздуха, ручка управления иглой эжектора со шкалой.

Ниже щитка находится ручка переключения заблокированных кранов с режима охлаждения на режим подогрева и обратно.

В последующей модификации — вихревом термостате ВТ-2 — ручное переключение кранов заменено пневматическим. Рабочий объем прямоугольной термостатической камеры этих вихревых термостатов составляет около 40 л.

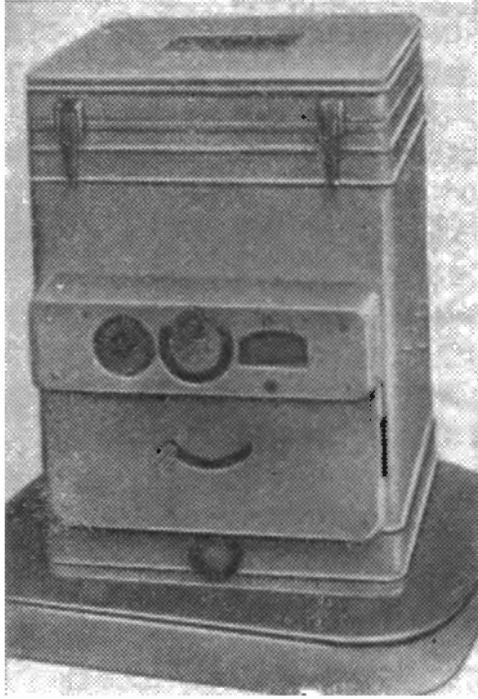


Рис. 7.5. Внешний вид вихревого термостата ВТ-1

Значительно больший объем термостатической камеры (125 л) имеет вихревой термостат ВТ-3, принципиально схожий с ВТ-2.

Некоторым недостатком рассмотренных схем вихревых термостатов является наличие кранов большого сечения и довольно протяженных трубопроводов между ними и узлами установки, что приводит к увеличению теплоподвода из окружающей среды и к увеличению гидравлических потерь в трактах установки.

Ввиду этого представляет интерес конструкция бескранового вихревого термостата ВТ-4, изображенная на рис. 7.6.

Сжатый воздух через патрубок 1 поступает в противоточный спиральный теплообменник 2, после охлаждения в котором проходит в вихревую трубу 3.

Вытекающий из отверстия диафрагмы 4 холодный поток по вихревой трубе 5 поступает в межстенное пространство 6 термостатической камеры, после охлаждения стенок которой проходит по второму контуру спирального теплообменника 2, охлаждая в нем сжатый воздух, и через полость 7 отсасывается работающим на горячем потоке эжектором 8 через глушитель 9 в атмосферу.

При работе на подогрев соединенные вместе и имеющие общую диафрагму вихревые трубы 3 и 5 перемещаются вниз так, что сжатый воздух из теплообменника поступает в сопло вихревой трубы 5, а выходящий из ее горячего конца горячий поток идет на подогрев термостатической камеры, откуда через второй контур теплообменника и полость 7 поступает в эжектор в качестве эжектирующего потока. При опускании блока вихревых труб сопловые сечения эжектора изменяются так, что соплом эжектирующего горячего потока становится кольцевая щель,

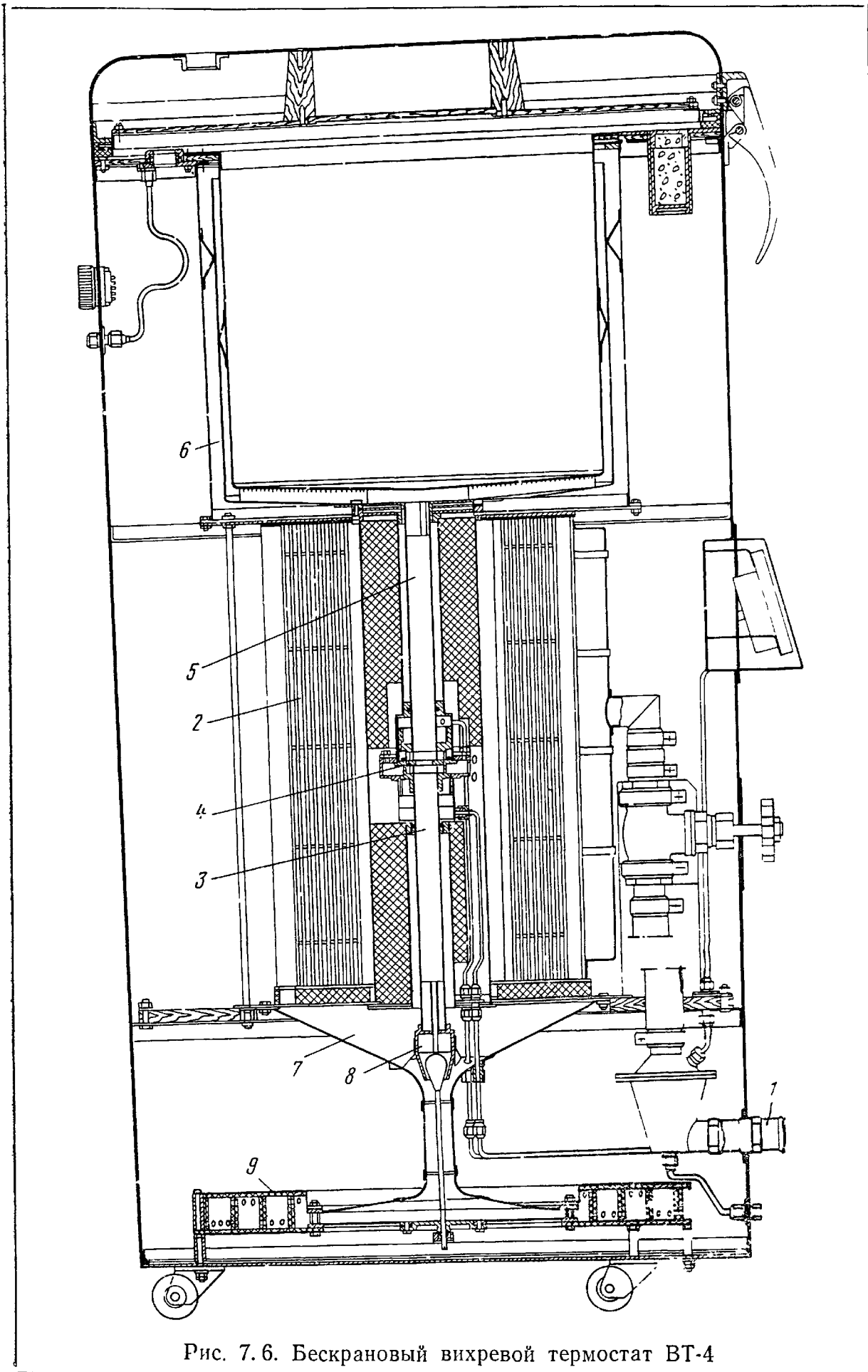


Рис. 7.6. Бескрановый вихревой термостат ВТ-4

а эжектируемый холодный поток подсасывается через осевое сопло. Такая перемена контуров хотя и снижает эффективность эжектора, но в принципе не сказывается на работе установки, так как в режиме подогрева всегда имеется резерв по температуре горячего потока.

Как видно из рисунка, эта схема является очень компактной, с малыми гидравлическими потерями и практически не имеет теплопритока через изоляцию в спиральный теплообменник, так как его холодная зона располагается в приосевой области.

Принципиально схожую конструкцию имеет вихревой термостат ВТ-5, имеющий рабочий объем термостатической камеры 1 м^3 .

7.4. РАСЧЕТ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ВИХРЕВЫХ ХОЛОДИЛЬНО-НАГРЕВАТЕЛЬНЫХ УСТАНОВОК

Вихревые холодильные камеры (а) и вихревые термостаты (б) основаны на одних и тех же принципах утилизации энергии выходящих из вихревой трубы потоков и изображенные на рис. 7.7 расчетные схемы их идентичны между собой.

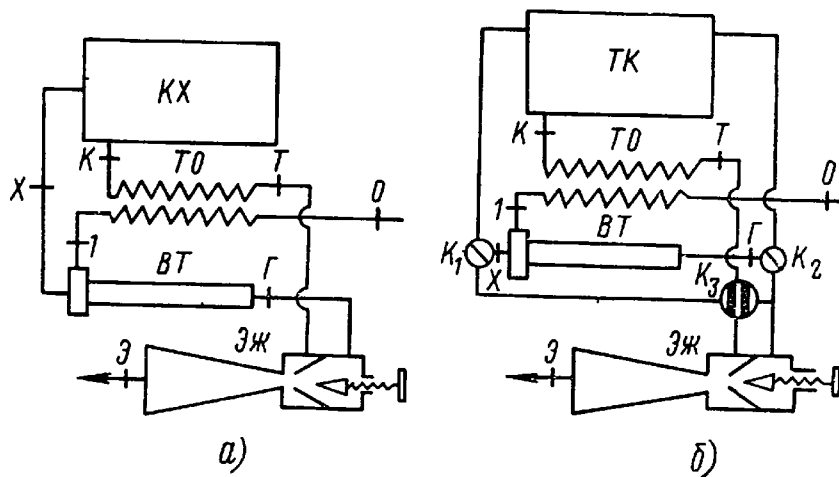


Рис. 7.7. Расчетные схемы вихревой холодильной камеры и вихревого термостата:

ТК—термостатическая камера; ТО—теплообменник; ЭЖ—эжектор; 1, O, Э, К, Т—сечения; ВТ—вихревая труба; К₁, К₂, К₃—краны

Поэтому расчет их на режиме охлаждения будет одинаков и расчетные сечения на обеих схемах можно обозначить одними и теми же индексами.

Расчет проводится для установившегося режима, при этом принимаются следующие условия.

1. Гидравлические потери в трактах установки, кроме теплообменника, компенсируются работой щелевого диффузора холодного потока, поэтому они исключаются из расчета.

2. Ввиду малых скоростей в рассматриваемых сечениях расчеты проведем по полным параметрам.

3. Примем постоянство изобарной теплоемкости рабочего тела.

Исходными данными для расчета вихревых холодильно-нагревательных установок являются:

1) давление p_0 и температура T_0 питающего сжатого воздуха, а также его относительная влажность $\varphi\%$;

2) потребная температура T_x холодного потока;

3) допустимый подогрев (или охлаждение при работе термостата на подогрев) Δt_k холодного (или горячего) потока в камере, определяемый тепловой нагрузкой Q_0 установки и теплообменом $Q_{из}$ с окружающей средой через теплоизоляцию:

$$\Delta t_k = T_k - T_x = \frac{Q}{G_x \cdot c_p}. \quad (7.1)$$

Здесь

$$Q = Q_0 + Q_{из}; \quad (7.2)$$

4) потребный объем термостатической камеры, ее поверхность и теплоизоляция;

5) температура T_r' горячего потока на входе в термостатическую камеру при работе термостата на подогрев.

Приближенный расчет температур

Пренебрегая всеми гидравлическими потерями, проведем ориентировочный расчет параметров основных сечений. Для этого, принимая $p_1 = p_0$ и $p_x = p_k = p_T$ и задаваясь расчетным μ , из уравнения (6.10) определим приближенное значение p_x .

Величиной p_3 необходимо также задаться.

При достаточно хорошем диффузоре и наличии на выходе из него глушителя можно принимать $p_3 = 1,1 \text{ ата}$. Величиной λ_k задаемся, исходя из условия, что $\lambda_k \leq 1$ и с увеличением p_0 и уменьшением μ предельные значения ее в случае использования суживающегося сопла эжектирующего газа уменьшаются.

По заданному p_0 и найденному p_x находим степень расширения газа $\pi = \frac{p_0}{p_x}$.

Ориентировочно оценивая допустимый подогрев в камере Δt_k , совершенство теплообменника Δt_T и относительные температурные потери за счет влажности, принимаем приближенное значение N по выражению, аналогичному выражению (6.27):

$$N = \frac{\Delta t_k + \Delta t_1 + \delta (\Delta t_x) + \frac{q}{c_p \cdot \mu}}{T_0}, \quad (7.3)$$

где $q = q'_R + q_{из}$.

Значение $q'_в$ определяется из выражения (6.24);

$q_{из} = \frac{Q_{из}}{G}$ — теплоприток через изоляцию, отнесенный к 1 кг поступающего в установку сжатого воздуха.

По полученным π и N и выбранному μ из рис. 6.2 определяется значение θ_x , а затем по уравнению (6.14) подсчитывается температура T_x холодного потока.

Если полученная величина T_x не соответствует заданной, то производится пересчет с другими μ до получения требуемого значения T_x .

Можно принять другой порядок расчета.

Задаться величинами N и π (при этом следует учитывать рассмотренные в разд. 7.1 принципы выбора качества теплообменника и эжектора) и по заданной величине $\frac{T_x}{T_0}$ из рис. 6.7 выбрать требуемое μ , а затем вести расчет, как указано выше.

Температура T_1 сжатого газа перед вихревой трубой может быть определена из уравнения теплового баланса теплообменника, аналогичного уравнению (6.23):

$$T_0 - T_1 + \frac{q}{c_p} = \mu \cdot [T_r - T_k - \delta(\Delta t_x)]. \quad (7.4)$$

Используя уравнение вихревой трубы (6.2), а также (6.12) и (6.13), получим

$$\frac{T_1}{T_0} = \frac{1 - \mu(1 - N)}{1 - \mu\theta_x}. \quad (7.5)$$

При известных T_x , π и μ согласно уравнению (6.2) можно определить T_1 из кривых рис. 6.2.

Относительная температура входящего в эжектор горячего потока может быть найдена из выражений (6.1), (6.2) и (7.5)

$$\frac{T_r}{T_0} = n \left(\frac{1}{\mu} + N - 1 \right). \quad (7.6)$$

С ростом μ и N подогрев горячего потока возрастает.

В разд. 6.1 при расчете эжектора нами было принято условие

$$\frac{T_r}{T_r} = 1.$$

Действительно, для случая регенеративной схемы из выражений (6.13) и (7.6) можно получить

$$\frac{T_r}{T_r} = \frac{n \left(\frac{1}{\mu} + N - 1 \right)}{1 - \frac{\Delta t_r}{T_0}}. \quad (7.7)$$

При использовании в установке достаточно хорошего теплообменника величиной $\frac{\Delta t_r}{T_0}$ можно пренебречь, тогда с учетом выражения (6.7) имеем

$$\frac{T_r}{T_r} = 1 + \frac{N}{n}. \quad (7.8)$$

Величина N обычно имеет значение меньше 0,03, а при $\mu=0,6$ имеем $n=1,5$, что дает $\frac{T_r}{T_r} = 1,02$.

Это отношение в уравнении (6.8) стоит под корнем, что сводит величину ошибки к 1%.

Если установка рассчитывается для работы на влажном воздухе при плохой регенерации (при больших N) и малом значении μ , то в уравнении (6.8) необходимо учитывать отношение температур.

Для случая расчета термостата с заданной температурой T_r' горячего потока на режиме нагрева в первом приближенном расчете необходимо убедиться в возможности достижения ее.

Ее выражение можно найти при совместном решении уравнений (6.1), (6.2) и уравнения теплового баланса теплообменника, которое в этом случае принимает вид

$$T_1 - T_0 + \frac{q_{из}}{c_p} = (1 - \mu) (T_k - T_r). \quad (7.9)$$

Принимаем по аналогии с (4.12) и (4.13)

$$\Delta t'_k = T_r' - T_k; \quad (7.10)$$

$$\Delta t'_r = T_r - T_0. \quad (7.11)$$

После совместного решения этих уравнений и некоторых преобразований получим выражение для относительной температуры горячего потока

$$\frac{T_r'}{T_0} = (n - N_r) \left(\frac{1}{\mu \theta_x} - 1 \right). \quad (7.12)$$

Здесь

$$N_r = \frac{\Delta t'_k + \Delta t'_r + \frac{q_{из}}{c_p(1-\mu)}}{T_0}. \quad (7.13)$$

Как видно из выражения для N_r , при работе на подогрев теплота конденсации не выделяется.

Если подсчитанная величина T_r' оказывается ниже потребной, то необходимо увеличить μ и уменьшить N_r (принять лучший теплообменник и улучшить теплоизоляцию установки).

При рассмотрении уравнения энергии установки легко увидеть, что температура отсасываемого эжектором холодного потока оказывается незначительно ниже T_0 и при влажности $\varphi < 100\%$ редко проходит точку росы.

Даже при наличии конденсации влаги в холодном потоке уравнение (7.12) будет справедливым, так как холодный поток на этом режиме не участвует в регенерации.

Из выражений (6.1), (6.2) и (7.12) можно найти

$$\frac{T'_x}{T_0} = 1 - \frac{N_r}{n}. \quad (7.14)$$

При $N_r = 0,03$; $\mu = 0,6$ ($n = 1,5$) и $T_0 = 298^\circ \text{K}$ эффект охлаждения составляет около 6° .

Интересно отметить, что в предельно регенеративном цикле ($N_r = 0$) при работе на подогрев выходящий из вихревой трубы холодный поток будет иметь температуру, равную температуре поступающего в установку сжатого воздуха

$$T'_x = T_0.$$

Здесь опять оказывается справедливым положение, высказанное в разд. 6.3 и выраженное зависимостью (6.20).

Для случая работы на подогрев оно формулируется так. «Максимальное повышение температуры в предельном регенеративном цикле с вихревой трубой обеспечивается при максимальной разности температур между горячим и холодным потоками вихревой трубы, при этом всегда получаемый эффект подогрева равен этой разности температур».

$$(\Delta t_r)_{\text{рег. max}} = T'_r - T'_x.$$

Так как с ростом температуры воздуха перед вихревой трубой эффекты охлаждения и подогрева в ней увеличиваются, то в регенеративном цикле при прочих равных условиях достижимые эффекты подогрева всегда больше достижимых эффектов охлаждения.

Из выражений (7.14) и (6.2) найдем температуру T'_1 перед вихревой трубой

$$\frac{T'_1}{T_0} = \frac{1}{\theta_x} \cdot \left(1 - \frac{N_r}{n}\right). \quad (7.15)$$

Из этого выражения можно заметить, что в регенеративном цикле при работе на подогрев величина подогрева сжатого воздуха в теплообменнике уменьшается с ростом μ в то время, как при работе на охлаждение величина охлаждения сжатого воздуха возрастает с ростом μ . А так как наибольшая разность температур между холодным и горячим потоками вихревой трубы, определяющая предельно достижимые охлаждение и подо-

грев, имеет место при больших значениях μ , то на режиме подогрева роль теплообменника оказывается незначительной.

Поэтому в противоположность режиму работы на охлаждение на этом режиме при больших μ совершенство теплообменника не так важно.

После ориентировочного расчета температур в основных сечениях проведем расчет элементов установки.

Расчет теплообмена с окружающей средой

По заданному объему и форме камеры холода (или термостатической камеры) и теплообменника, выбранной толщине $\delta_{из}$ и коэффициенту теплопроводности $\lambda_{из}$ изоляционного материала подсчитывается тепловой поток через изоляцию в цилиндрическую камеру холода

$$Q_{из} = 3,14 \cdot \lambda_{из} \cdot \left(\frac{2L_k}{\ln \frac{D_a}{D_k}} - \frac{D_a^2}{4\delta_{из}} \right) \cdot (T_a - T_x), \quad (7.16)$$

где L_k, D_k — высота и диаметр камеры холода;

D_a — диаметр внешнего кожуха установки;

T_a — температура окружающей среды.

При известных тепловой нагрузке $Q_0, Q_{из}$ ($Q = Q_0 + Q_{из}$) по допустимому подогреву Δt_k потока в камере и выбранному μ можно найти выражение для потребного расхода G сжатого воздуха через установку

$$G = \frac{Q}{\mu \cdot \Delta t_k \cdot c_p \cdot 3600} \left[\frac{\text{кг}}{\text{сек}} \right]. \quad (7.17)$$

Теперь можно определить удельный тепловой поток $q_{из}$ из окружающей среды в теплообменник

$$q_{из} = \frac{2 \cdot 3,14 \cdot \lambda_{из} \cdot L_T \cdot 3600}{G \cdot \ln \frac{D_a}{D_T}} \left(T_a - \frac{T_x + T_1}{2} \right), \quad (7.18)$$

где L_T, D_T — высота и диаметр теплообменника, которые можно ориентировочно принимать равными:

$L_T = 1,5 L_k; D_T = 0,8 \cdot D_k$ (в последующем расчете они уточняются).

В случае применения спирального теплообменника теплоподвод к нему через теплоизоляцию практически отсутствует и для него можно считать $q_{из} = 0$.

По величинам p_0, T_0, T_1 и $\varphi_0(\%)$ из выражения (6.24) определяется теплота q_v конденсации паров воды в теплообменнике.

Так как при наличии конденсации в теплообменнике сжатый воздух подойдет к вихревой трубе с $\varphi_1 = 100\%$, то при достаточно низкой расчетной температуре T_x можно величину $\delta(\Delta t_x)$ рассчитывать по выражению (3.15) или брать из кривых рис. 3.5.

По найденным величинам из выражения (7.3) определяется потребная величина меньшего температурного напора Δt_T теплообменника

$$\Delta t_T = N_1 \cdot T_0 - \Delta t_k - \delta(\Delta t_x) - \frac{q}{c_p \cdot \mu}, \quad (7.19)$$

а из выражений (6.12) и (6.13) определяются остальные недостающие значения температур T_k и T_T .

Расчет теплообменника

Так как значения G (7.17) и G_x (1.3) нам известны, то для расчета теплообменника при выбранной конструкции его необходимо задаться значениями скоростей сжатого воздуха $w_{сж}$ и холодного потока w_x .

При выборе их следует иметь в виду, что при равных скоростях, ввиду большей плотности сжатого воздуха, коэффициент теплоотдачи $\alpha_{сж}$ между ним и стенкой оказывается заметно больше, поэтому для получения оптимального коэффициента теплопередачи необходимо стремиться к увеличению коэффициента теплоотдачи α_x холодного потока или к увеличению относительной площади теплообменника со стороны холодного потока.

Увеличение α_x связано с увеличением скорости холодного потока, что ограничивается возрастающими при этом гидравлическими потерями в нем.

Это ограничение оказывается существенным потому, что потеря давления в холодном потоке эквивалентна π — кратной потере давления в контуре сжатого воздуха, что легко увидеть из выражения для

$$\pi = \frac{p_1}{p_x}.$$

Действительно, беря поочередно производные π по p_1 и p_x , получим

$$\frac{\partial \pi}{\partial p_1} = \frac{1}{p_x} \quad \text{и} \quad \frac{\partial \pi}{\partial p_x} = -\frac{p_1}{p_x^2} = -\frac{\pi}{p_x}. \quad (7.20)$$

Принимая равенство приращений $d\pi$ в обоих случаях, приходим к равенству

$$|\partial p_1| = \pi |\partial p_x|, \quad (7.21)$$

подтверждающему высказанное выше положение.

Поэтому для увеличения коэффициента теплопередачи наиболее рациональным является увеличение относительной поверхности со стороны холодного потока, т. е. оребрение ее.

В спирально-трубчатом теплообменнике это осуществить довольно сложно, так как необходимо иметь оребрение внутри трубок. При гладких трубках спирально-трубчатый теплообменник имеет неблагоприятное соотношение между поверхностями теплообмена, что является основным его недостатком.

Увеличение относительной поверхности холодного потока в спиральном теплообменнике легко решается конструктивно.

Для этого в отличие от рис. 7. 1, б спиральный теплообменник свивается из одной ленты и ряда трубочек, подпаиваемых к одной из сторон ленты.

Сжатый воздух пропускается внутри трубочек от периферии к оси, а холодный поток — по спиральному каналу от оси к периферии.

Таким образом, суммарная омываемая холодным потоком поверхность трубочек и спиральной ленты оказывается значительно бóльшей, чем омываемая сжатым воздухом внутренняя поверхность трубочек.

Рассмотрим расчет спирально-трубчатого теплообменника.

По принятым скоростям $w_{сж}$ и w_x подсчитываются критерии Рейнольдса, при этом за определяющие температуры принимаются средне-арифметические температуры: холодного потока

$$T_{xcp} = \frac{T_k + T_T}{2} \quad (7.22)$$

и сжатого газа

$$T_{сж.ср} = \frac{T_0 + T_1}{2}. \quad (7.23)$$

Затем по соответствующим критериальным уравнениям [например, М. А. Михеев «Основы теплопередачи», 1947] подсчитываются коэффициенты теплоотдачи α_x и $\alpha_{сж}$, а также коэффициент теплопередачи, отнесенный к единице омываемой холодным потоком поверхности

$$K_T = \frac{1}{\frac{1}{\xi_T \alpha_{сж}} + \frac{1}{\alpha_x}}, \quad (7.24)$$

где ξ_T — коэффициент оребрения.

Для рассматриваемой конструкции теплообменника величина ξ_T выражается отношением наружного d_H и внутреннего d_{BH} диаметров трубок $\xi_T = \frac{d_H}{d_{BH}} > 1$, но учитывая, что при рядном расположении трубок часть их внешней поверхности оказывается затененной, можно принимать $\xi_T = 1$.

По известным температурным напорам Δt_T и $\Delta t' = T_1 - T_k$ подсчитывается среднелогарифмический температурный напор

$$\Delta t_T = \Delta t' \frac{\frac{\Delta t_T}{\Delta t'} - 1}{\ln \frac{\Delta t_T}{\Delta t'}}. \quad (7.25)$$

Количество передаваемого теплообменником в единицу времени тепла определяется по выражению

$$Q_T = G \cdot c_p (T_0 - T_1), \quad (7.26)$$

а затем подсчитывается необходимая площадь теплообмена

$$F_T = \frac{Q_T}{K_T \cdot \Delta t}. \quad (7.27)$$

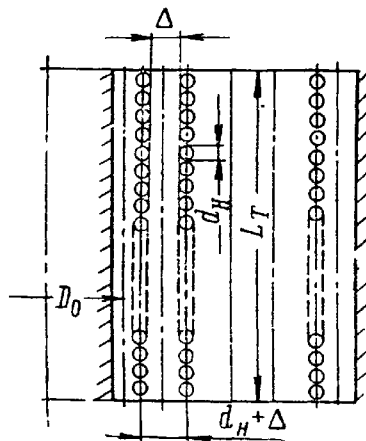


Рис. 7.8. Расчетная схема спирально-трубчатого теплообменника

Расчет спирально-трубчатого теплообменника имеет особенность, заключающуюся во взаимной связи таких величин, как длина l_T трубки в спирали, длина L_T теплообменника, число l_T трубок в каждой спирали, число m рядов в теплообменнике, зазор Δ между рядами.

Для вывода расчетных формул воспользуемся рис. 7.8 и примем дополнительные обозначения:

D_0 — средний диаметр первого зазора;

n_T — общее число трубок в теплообменнике;

$S_{сж}$, S_x — суммарные площади проходных сечений для сжатого воздуха и холодного потока соответственно.

По рассчитанным параметрам сжатого воздуха и холодного потока и выбранным скоростям их определим

$$S_{сж} = \frac{G \cdot R (T_0 + T_1)}{2 \cdot p_0 \cdot w_{сж}}; \quad (7.28)$$

$$S_x = \frac{\mu \cdot G \cdot R (T_T + T_k)}{2 p_x \cdot w_x}. \quad (7.29)$$

По суммарной площади проходного сечения холодного потока определяется общее число трубок в теплообменнике

$$n_T = \frac{4 \cdot S_x}{3,14 \cdot d_{BH}^2}, \quad (7.30)$$

а по потребной площади теплообменника — их длина

$$l_T = \frac{F_T}{3,14 \cdot d_{вн} \cdot n_T}. \quad (7.31)$$

Число трубочек в i ряду определяется из условия заполнения ими всей площади ряда

$$i_{Ti} = \frac{3,14 \cdot L_T \cdot D_0 + (d_H + \Delta) + 2(d_H + \Delta)(i-1)}{l_T \cdot d_H}. \quad (7.32)$$

Потребное число рядов m можно определить из двух условий: из условия размещения общего числа трубок

$$m = \frac{d_H \cdot l_T \cdot n_T}{3,14 \cdot L_T \cdot \sum_1^m D_0 + (d_H + \Delta) + 2(d_H + \Delta)(i-1)} \quad (7.33)$$

и из условия получения потребной площади проходного сечения сжатого воздуха

$$m = \frac{S_{сж}}{3,14 \cdot \Delta \cdot \sum_1^{m+1} D_0 + 2(d_H + \Delta)(i-1)}. \quad (7.34)$$

Приравнивая правые части двух последних выражений и представляя суммы знаменателей как суммы арифметических прогрессий, приходим к выражению

$$\frac{d_H \cdot l_T \cdot n_T}{L_T} = \frac{S_{сж}}{\Delta}, \quad (7.35)$$

дающему связь между длиной L_T теплообменника и межрядным зазором Δ .

Можно задаться любой из них, но при этом необходимо учитывать следующее.

1. Для получения достаточно хорошего противотока необходимо иметь $l_T > 2 \cdot L_T$.

2. Слишком малые величины Δ усложняют технологию изготовления теплообменника, увеличивают относительную неравномерность Δ по окружности, приводящую к неравномерности потока по поверхности и ухудшению качества теплообменника. Кроме того, малые Δ увеличивают возможность засорения и закупорки отдельных частей тракта.

Чаще всего второе условие оказывается доминирующим, поэтому, задавшись величиной Δ (тем более, что она нужна в начале расчета для определения критерия Рейнольдса), из уравнения (7.35) определим величину L_T

$$L_T = \frac{d_H \cdot l_T \cdot n_T \cdot \Delta}{S_{сж}}. \quad (7.36)$$

Имеющиеся в знаменателях уравнений (7.33) и (7.34) суммы арифметических прогрессий равны между собой и составляют

$$\begin{aligned} & \sum_1^m [D_0 + (d_n + \Delta) + 2(d_n + \Delta)(i - 1)] = \\ & = \sum_1^{m+1} [D_0 + 2(d_n + \Delta)(i - 1)] [D_0 + (d_n + \Delta) \cdot m] m. \end{aligned} \quad (7.37)$$

Число m рядов находим по выражению (7.34)

$$m = \frac{S_{сж}}{3,14 \cdot \Delta \cdot [D_0 + (d_n + \Delta) \cdot m]},$$

приводящемуся к кубическому уравнению

$$m^3 + \frac{D_0}{d_n + \Delta} \cdot m^2 - \frac{S_{сж}}{3,14 \cdot \Delta (d_n + \Delta)} = 0. \quad (7.38)$$

Анализ этого уравнения показывает, что оно имеет два мнимых и одно интересующее нас действительное решение.

Действительное решение может быть выражено в общем виде одним из методов решения подобных уравнений, но в нашем случае нет необходимости определения точного значения действительного корня. Нашей задачей является отыскание двух последовательных целых чисел, между которыми находится точное решение.

Поэтому, представив уравнение (7.38) в виде

$$m + \frac{D_0}{d_n + \Delta} = \frac{S_{сж}}{3,14 \cdot \Delta \cdot (d_n + \Delta) \cdot m^2}, \quad (7.39)$$

методом подбора легко найти эти два целых числа, учитывая, что при m большем, чем корень, левая часть уравнения больше правой и наоборот.

За искомое принимается большее из лежащих по обе стороны от корня m полученных значений.

После нахождения m по выражению (7.32) подсчитывается число трубок в каждом ряду, причем, найденные дробные значения $i_{T i}$ округляются до меньшего целого.

Такие округления m и $i_{T i}$ приводят к уменьшению площади теплообменника и проходных сечений $S_{сж}$ и S_x , что особенно заметно при больших значениях отношения $\frac{i_T}{L_T}$.

Поэтому после определения m и $i_{T i}$ необходимо уточнить значения скоростей $w_{сж}$ и w_x , коэффициента теплопередачи K_T и потребной площади F_T и по выражениям (7.31) и (7.36) опреде-

лить уточненные значения l_T и L_T . При уточненном расчете коэффициента теплоотдачи α_x холодного потока следует учитывать изогнутость трубок.

Определение гидравлических потерь

Если проектируемая установка имеет достаточно большие проходные сечения в трактах (как в случае вихревой холодильной камеры), то гидравлические потери будут определяться только потерями в теплообменнике и представлять собой сумму потерь на трение и подогрев, а также местных потерь на входе и выходе из теплообменника.

Как для контура сжатого воздуха, так и для контура холодного потока потери на трение подсчитываются по формуле Дарси

$$\Delta p_T = \xi \frac{l}{d_э} \cdot \frac{\rho w^2}{2}, \quad (7.40)$$

где ξ — коэффициент сопротивления трения;

l — длина канала;

$d_э$ — эквивалентный диаметр канала.

Местные потери на входе и выходе подсчитываются по формуле

$$\Delta p_M = \xi \frac{\rho w^2}{2}, \quad (7.41)$$

где ξ — коэффициент местного сопротивления.

Для холодного потока следует учитывать потерю на ускорение при подогреве

$$\Delta p_t = \frac{4(T_T - T_k)}{T_{xcp}} \cdot \frac{\rho_T \cdot w_x^2}{2}. \quad (7.42)$$

В этих выражениях ρ и w подсчитываются по T_{xcp} и $T_{сж.ср}$ соответственно.

В случае расчета установки, имеющей, подобно вихревому термостату ВТ-1, более сложные и стесненные тракты, необходимо подсчитывать и их гидравлические сопротивления, особенно в тракте холодного потока.

Затем находятся суммарные потери в тракте холодного потока

$$\Delta p_x = \sum \Delta p_T + \sum \Delta p_M + \Delta p_t \quad (7.43)$$

и в тракте сжатого воздуха

$$\Delta p_{сж} = \Delta p_T + \sum \Delta p_M. \quad (7.44)$$

Уточненное значение степени расширения в вихревой трубе составит

$$\pi = \frac{p_0 - \Delta p_{сж}}{p_x + \Delta p_x}. \quad (7.45)$$

Определение основных размеров вихревой трубы и эжектора

По найденным параметрам p_1 и T_1 поступающего в вихревую трубу сжатого воздуха, его расходу G и весовой доле μ рассчитываются основные размеры вихревой трубы: площадь F_c проходного сечения сопла (3.23), диаметр D вихревой трубы (3.27).

Затем вводятся поправки: на масштаб вихревой трубы (3.9) и на влияние давления холодного потока (по кривым рис. 3.4). Пересчитываются F_c и D и определяются остальные размеры вихревой трубы: диаметр D_d отверстия диафрагмы (3.28), длина L вихревой зоны (3.29), размеры сопла (3.25 и 3.26).

По найденным величинам проводится уточненный расчет установки.

Если расчетные условия таковы, что эффективность установки в значительной степени определяется эффективностью эжектора, то по одной из существующих методик (например, [1]) необходимо провести тщательный расчет последнего с выбором оптимального режима его работы.

При работе на больших π и μ наличии хорошей регенерации можно провести упрощенный расчет эжектора, основные зависимости для которого получены в разд. 6.1.

Площадь F_r проходного сечения сопла эжектирующего (горячего) потока при критическом истечении его подсчитывается по выражению, аналогичному (3.24):

$$F_r = \frac{(1 - \mu) \cdot G \cdot \sqrt{T_r}}{0,38 \cdot p_r} \cdot 100 \text{ [мм}^2\text{]}. \quad (7.46)$$

По выражению, подобному (6.8), находим геометрический параметр α эжектора

$$\alpha = \frac{q(\lambda_r)}{n\pi'} \quad (7.47)$$

и площадь F_x соплового сечения холодного потока по выражению (6.5)

$$F_x = \frac{F_r}{\alpha}. \quad (7.48)$$

Диаметры сопла d_r и камеры смешения $d_{к.с}$ найдутся из выражений

$$d_r = \sqrt{\frac{4 \cdot F_r}{3,14} - d_{ш}^2}, \quad (7.49)$$

где $d_{ш}$ — диаметр штока регулировочной иглы сопла эжектора

$$d_{к.с} = \sqrt{\frac{d_r^2 (\alpha + 1) - d_{ш}^2}{\alpha}}. \quad (7.50)$$

Длина $l_{к.с}$ камеры смешения выбирается в пределах 6—8 калибров ее.

Угол раствора диффузора эжектора обычно принимают равным 6—8°.

Характеристики

Расчетные кривые значений относительных температур $\frac{T_x}{T_0}$ холодного потока в функции от μ , π и N представлены на рис. 6.7, они являются характеристиками вихревых холодильно-нагревательных установок при работе их на режимах охлаждения.

Следует отметить, что эти кривые не являются регулировочными характеристиками установок, а каждая точка кривых соответствует расчетному режиму вполне определенной установки.

При регулировании установки по μ меняются режимы работы вихревой трубы, теплообменника и эжектора, что приводит к изменениям π и N , т. е. к переходу на точку, лежащую на другой кривой рис. 6.7.

Расчет регулировочных характеристик очень усложняется тем, что необходимо иметь характеристики вихревой трубы для $D_d = \text{const}$ при различных T_1 и π .

Проведение этого расчета нецелесообразно, так как регулированием иглой эжектора или давлением на входе всегда можно обеспечить любую температуру, лежащую между расчетными значениями T_x и T'_r .

На рис. 7.9 представлены кривые относительной температуры $\frac{T'_r}{T_0}$ поступающего в термостатическую камеру горячего потока в случае работы термостата на подогрев.

Из рассмотрения их следует, что температура T'_r горячего потока является в основном функцией μ , заметно возрастающей с ростом последней.

С ростом π уровень значений T'_r также возрастает, что особенно заметно на малых μ .

Рост величины N_r приводит к снижению T'_r , но по мере возрастания μ влияние N_r заметно уменьшается.

Это уменьшение влияния объясняется тем, что при работе на подогрев основной эффект приходится на подогрев в вихревой трубе, поэтому совершенство процесса регенерации и тепловые потери, определяемые величиной N_r , не играют существенной роли в суммарном эффекте, особенно на больших μ , когда при малом относительном расходе горячего потока подогрев сжатого газа в теплообменнике невелик.

При работе на режимах охлаждения регенерация обеспечивает значительную долю суммарного эффекта охлаждения, что заметно повышает роль процесса регенерации, особенно на больших μ , когда возрастание температурного напора при недостаточном хорошем теплообменнике приводит к большим потерям холода.

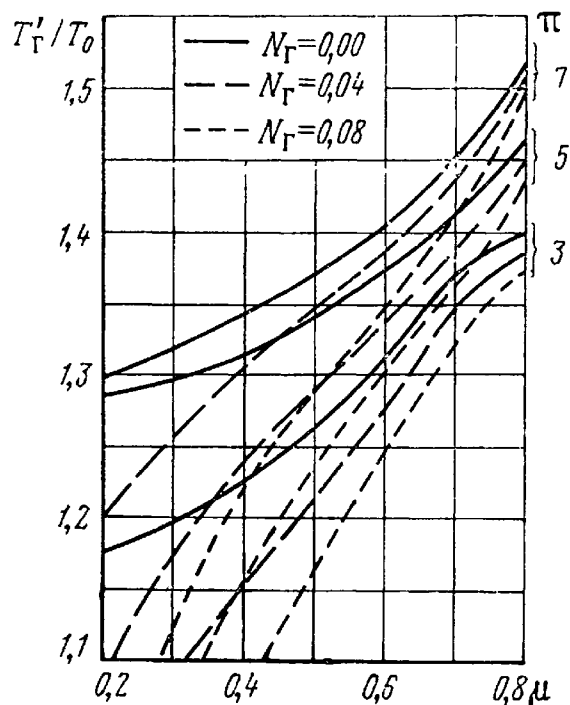


Рис. 7.9. Кривые относительной температуры $\frac{T'_r}{T_0}$ в зависимости от μ , π , N_r

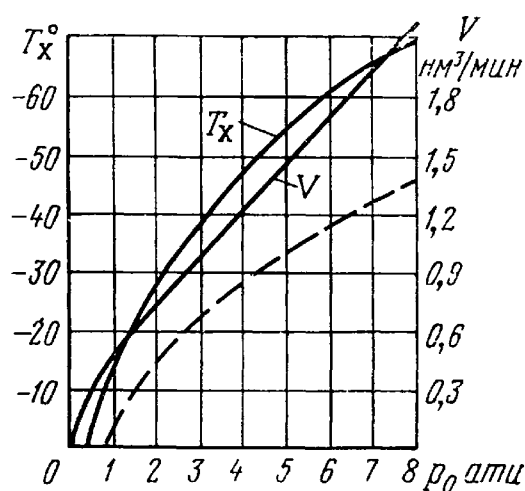


Рис. 7.10. Рабочие характеристики ХК-3

На рис. 7.10 приведены экспериментальные кривые минимальной температуры T_x холодного потока и минутного объемного расхода V (в нормальных кубических метрах) сжатого воздуха вихревой холодильной камеры ХК-3 в зависимости от давления p_0 сжатого воздуха при его температуре $+15^\circ\text{C}$.

ХК-3 является одной из первых в серии разработанных [57, 58, 59, 64] вихревых холодильных установок.

В силу предъявленного к ней требования быстрого выхода на режим она была рассчитана для работы на малых значениях μ , поэтому имела теплообменник с малой поверхностью теплообмена.

Несмотря на несовершенство регенерации и недостаточную теплоизоляцию, получаемый в установке эффект охлаждения

на 45% превышает таковой, полученный [100] в вихревой трубе такого же диаметра, но без регенерации.

На рис. 7.10 пунктирной кривой представлены результаты исследования Хилша [100].

Недостаточная изоляция камеры холода и теплообменника ХК-3 привела к значительным потерям холода и заметному подогреву холодного потока в камере холода, составившему $\Delta t_k = 9^\circ$.

Некоторое улучшение теплоизоляции в вихревой холодильной камере ВХК-2, имеющей те же геометрические размеры и расход, позволило при $p_0 = 6$ ати увеличить суммарный эффект охлаждения на 5° .

Дальнейшее увеличение суммарного эффекта охлаждения можно получить при переходе на большие значения μ при улучшении качества теплообменника, что было осуществлено [44] в вихревых термостатах ВТ-1 и ВТ-2.

На рис. 7.11 приведены кривые зависимости минимальных T_x и максимальных T'_r температур в термостатической камере ВТ-1 от давления питающего сжатого воздуха.

Сравнение кривых T_x с аналогичной кривой рис. 7.10 показывает на увеличение эффекта охлаждения в среднем на 12%.

Кривая T'_r показывает довольно высокий уровень температуры на режиме подогрева — температура 100°C достигается уже при давлении $p_0 = 3$ ати.

Возможность дальнейшего улучшения работы установки наглядно иллюстрируется результатами испытаний вихревого термостата ВТ-3, приведенными в табл. 7. 1.

ВТ-3 был рассчитан на режим $\mu = 0,6$ при $p_0 = 7$ ати.

Из сравнения расчетных и экспериментальных данных видно, что данные расчета хорошо согласуются с результатами экспериментов.

В экспериментах с уменьшенной камерой холода, обеспечивших снижение потерь, заметно возрастание суммарного эффекта охлаждения Δt_x в установке.

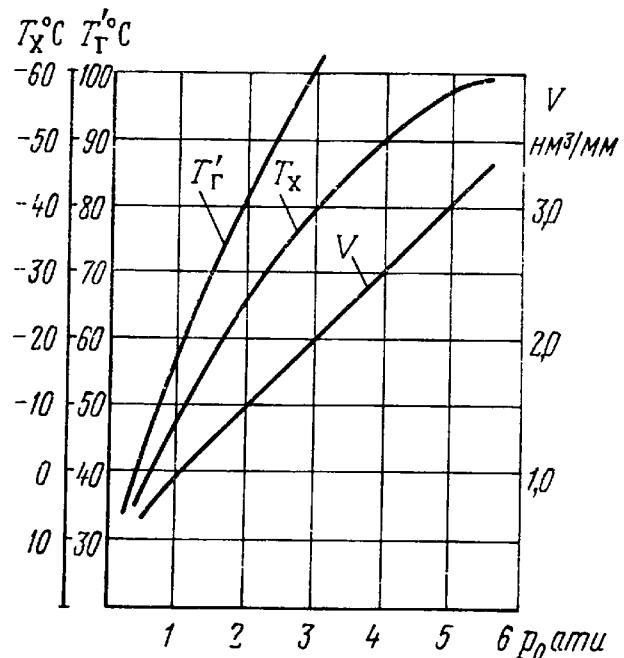


Рис. 7.11. Рабочие характеристики ВТ-1

Таблица 7.1

Сравнение расчетных и экспериментальных данных
вихревого термостата ВТ-3

	$p_{\text{оати}}$	μ	T_0	T	T_x	T_T	T_r	Δt_k	ΔT_T	Δt_x
			°K							
Расчет	7	0,6	293	247	209	289	301	2,5	4,5	84
Эксперимент с уменьшенной камерой холода	7	0,595	294	242	205	292	296	0,5	2,0	89
	7	0,567	299,5	248	208	297	300	2	0,5	92,5
	7	0,608	301,5	245	208	301	302	0,5	0,5	93,5
В установке	6,8		292		209					83

Область применения и экономичность

При термодинамическом анализе тепловых аппаратов основным критерием является степень термодинамического совершенства положенных в их основу циклов.

В большинстве случаев этот критерий оказывается единственно правильным, так как энергетические затраты на осуществление цикла чаще всего оказываются доминирующими в общей сумме затрат.

Характерным для этих случаев является непрерывное получение больших количеств холода в холодильной машине, имеющей большой ресурс работы.

Несмотря на высокую стоимость такой машины, расходы на квалифицированное обслуживание и большую занимаемую ею производственную площадь, расходы на обслуживание и амортизацию оказываются незначительными по сравнению с энергетическими расходами, связанными с осуществлением самого цикла получения холода.

Рассмотрение цикла вихревой трубы с этой точки зрения приводит к выводу о его крайнем несовершенстве.

Не останавливаясь на этом подробно, так как довольно полный термодинамический анализ вихревой трубы проводился в работах [4, 36, 46, 85, 100], укажем, что по сравнению с обратным циклом Карно к. п. д. цикла вихревой трубы без регенерации составляет 2—3%.

В разд. 3.7 указывалось, что адиабатный к. п. д. вихревой трубы (определяемый сравнением с идеальной расширительной

машиной без использования производимой последней работы) не превышает 0,3%.

Правда, согласно экспериментальным данным, освещенным в разд. 2.3 этой книги, создаваемый вихревой трубой эффект охлаждения может в несколько раз превысить эффект идеальной расширительной машины и оказывается в сотню раз выше эффекта дросселирования, но наличие разделения потока на холодный и горячий заметно снижает возможность использования его в регенеративном цикле глубокого охлаждения, где эффект дросселирования с успехом применяется.

Таким образом, вихревой эффект может быть использован для получения холода до температуры порядка -100°C , причем, по совершенству цикла он не может конкурировать ни с паровыми, ни с газовыми детандерными циклами.

Рост потребной техники и производства в искусственном получении холода с температурами до -80°C ставит перед холодильной промышленностью задачи по созданию холодильных установок с особыми условиями работы.

Часто назначением таких установок является обработка холодом или испытание металлических изделий, имеющих малую теплоемкость и требующих малую холодопроизводительность при малых габаритах, мобильности и простоте установки.

В этих случаях термодинамическое совершенство цикла отходит на второй план, ибо основную роль начинают играть амортизационные расходы и расходы на обслуживание установки. Такие случаи и оказываются целесообразными для применения вихревых установок.

Хорошим обоснованием этого являются сравнительные расчеты [31] затрат на одновременную обработку холодом 300 кг колец подшипников, проводимую с помощью вихревой холодильной камеры ВХК-2 и фреоновой установки ФДС-0,15. Холодопроизводительность и рабочие температуры этих установок близки друг к другу.

Результаты расчета по статьям приведены в табл. 7.2.

Следует заметить, что эти расчеты проведены для случая 100% загрузки установок при их непрерывной работе в течение года.

Все остальные случаи, характеризующиеся меньшей загрузкой и эпизодичностью работы ставят фреоновую установку в еще более невыгодные условия.

Рассмотрение таблицы показывает на значительно более высокую общую экономичность ВХК-2.

В расчетном случае ВХК-2 оказывается в 6 раз экономичнее фреоновой, что объясняется низкой долей расходов на обслуживание и амортизационных расходов ВХК-2, составляющих 16% от общих, тогда как для ФДС-0,15 эти расходы составляют 91%.

Таблица 7.2

№ по пор.	Статьи расхода	ФДС-0,15		ВХК-2	
		руб.	%	руб.	%
1	Расход хладагентов (фреонов), масла и силикагела	0,17	2	0,07	4
2	Расход электроэнергии	1,02	9		
3	Зарплата на обслуживание установки	4,28	39		
4	Стоимость сжатого воздуха			1,51	84
5	Амортизация установки	5,44	49	0,18	10
6	Амортизация здания	0,08	1	0,03	2
	Итого:	10,99	100	1,79	100

Интересно отметить, что наличие вспомогательных агрегатов, требующих расхода энергии, заметно повышает удельный расход электроэнергии фреоновой машины.

При одной и той же холодопроизводительности установок расход на приготовление сжатого воздуха для ВХК-2 только в 1,5 раза выше расхода на электроэнергию для ФДС-0,15, зарплата персонала, обслуживающего фреоновую установку, оказывается в 2,5 раза выше всех затрат ВХК-2.

Даже при пятикратном сокращении статей 3 и 5 расходов, возможном за счет снижения стоимости серийного образца и обслуживания одним человеком нескольких установок, вихревая холодильная камера оказывается в 1,5 раза экономичнее фреоновой.

Это говорит о больших потенциальных возможностях использования вихревых установок в машиностроительном производстве.

Но экономическая целесообразность не всегда оказывается доминирующим критерием в выборе метода охлаждения или нагрева. Взрывобезопасность, транспортабельность, мобильность и простота часто являются такими определяющими критериями.

Примерами могут служить получение холода во взрывоопасных помещениях (например, шахтах), где использование электропривода недопустимо; испытание взрывоопасных веществ при пониженных и повышенных температурах, климатические испытания агрегатов летательных аппаратов и приборов, работающих в сложных метеорологических условиях при наличии вибрации.

Кроме взрывобезопасности и простоты, достоинством вихревого термостата является возможность плавного изменения

температуры во всем диапазоне от -60 до $+140^{\circ}\text{C}$, что делает его удобной установкой для физических и химических лабораторных исследований.

Глава VIII

ОСУШКА ГАЗОВ В СХЕМАХ КОНСТРУКЦИЙ С ВИХРЕВОЙ ТРУБОЙ

В производственной и лабораторной практике часто появляется необходимость в осушке воздуха и газов от паров воды или других легко конденсируемых жидкостей. Примерами этого являются: осушка воздуха, идущего на обдув деталей перед сборкой в точном машиностроении, осушка водорода перед его использованием в процессе восстановления окислов в порошковой металлургии, улавливание бензиносодержащих фракций нефтяных газов и многие другие.

Использование твердых адсорбентов типа силикагеля, алюмогеля, каустической соды не всегда бывает удобным из-за того, что они требуют периодической замены или восстановления и из них трудно извлечь уловленную жидкость.

В этих случаях пользуются механической осушкой, основанной на охлаждении осушиваемого газа до температуры конденсации содержащихся в нем паров и последующим механическим удалением конденсата.

Для охлаждения осушиваемого газа при этом пользуются какой-либо холодильной машиной.

Если имеется возможность предварительно сжать осушиваемый газ, то в зависимости от уровня давления сжатия он пропускается через детандерный или дроссельный регенеративные циклы.

Конструктивная простота вихревой трубы позволяет с успехом использовать ее для механической осушки газов.

При этом в зависимости от условий и требуемой глубины осушки можно использовать несколько схем вихревых осушителей.

8.1. ВИХРЕВОЙ РЕГЕНЕРАТИВНЫЙ ОСУШИТЕЛЬ С СОХРАНЕНИЕМ ДАВЛЕНИЯ ОСУШИВАЕМОГО ГАЗА

С целью сокращения энергетических затрат на осушение сжатых газов (например, сжатого воздуха заводских пневматических сетей) необходимо, чтобы холод расходовался лишь на конденсацию и вымораживание влаги. С этой точки зрения представляет интерес [42] регенеративная схема осушения сжатого воздуха с применением вихревой трубы, изображенная на рис. 8.1.

Влажный сжатый воздух через сборник (С) конденсата подается в трехканальный противоточный теплообменник (сече-

ние 0), где охлаждается и освобождается от сконденсировавшейся влаги, оседающей на стенках теплообменника и стекающей в сборник конденсата. Из сборника влага выпускается через сливной кран (А).

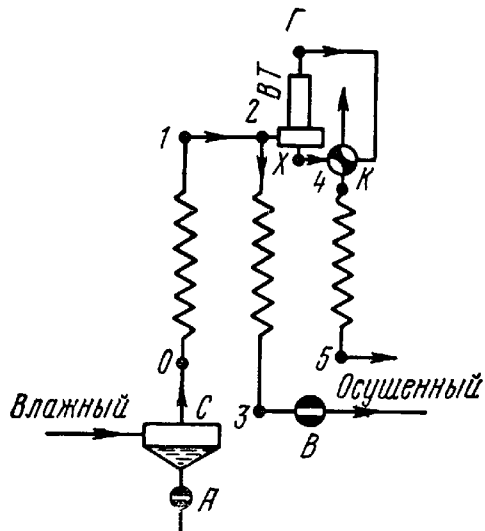


Рис. 8.1. Регенеративная схема осушения с вихревой трубой

В холодной части теплообменника (в сечении 2) от охлажденного и осушенного сжатого воздуха отбирается некоторое его количество и подается в вихревую трубу (ВТ). После процесса разделения в вихревой трубе холодный поток через кран (К) поступает в третий контур теплообменника (сечения 4—5), где холодный поток отбирает тепло от текущего по контуру (0—1) сжатого воздуха.

Основная масса осушенного сжатого воздуха возвращается по второму контуру теплообменника (сечения 2—3), отбирает тепло от охлаждаемого сжатого воздуха и выходит из теплообменника через вентиль (В) с температурой, практически равной температуре подаваемого на осушение сжатого воздуха.

Для вывода расчетных уравнений этой схемы используем уравнение теплового баланса установки, отнесенного к 1 кг поступающего сжатого воздуха

$$i'_0 + q'_в + q_{из} = g_v \cdot \mu \cdot i_5 + g_v (1 - \mu) \cdot i_r + (1 - g_v) \cdot i_3. \quad (8.1)$$

Здесь

i'_0 — удельная энтальпия сухого воздуха с параметрами p_0, T_0 ;

i_r, i_3, i_5 — удельные энтальпии в соответствующих сечениях;

$q_{из}$ — удельный тепловой поток через теплоизоляцию в установку, подсчитывается аналогично (7.18);

g_v — относительный весовой расход воздуха, идущего в вихревую трубу;

$q'_в$ — теплота конденсации влаги, конденсирующейся из 1 кг осушаемого сжатого воздуха в контуре (0—1), подсчитывается по выражению (6.24).

Для умеренных давлений примем $c_p = \text{const}$.

Также будем считать $T_5 = T_3$, что не приведет к заметной ошибке ввиду относительно малого расхода воздуха в сечении 5.

Тогда, заменяя $i=c_p \cdot T$ и преобразуя выражение (8.1), получим такую зависимость для относительного весового расхода воздуха

$$g_B = \frac{\Delta t_T + \frac{q'_B + q_{из}}{c_p}}{(1-\mu)(T_T - T_3)}, \quad (8.2)$$

где $\Delta t_T = T_0 - T_3$ — меньший температурный напор теплообменника.

При заданной глубине осушения (заданной температуре T_1) можно подсчитать q'_B и $q_{из}$.

Величина Δt_T выбирается в зависимости от предъявляемых к установке требований.

Расчеты показывают, что оптимальное значение μ для этой схемы лежит в пределах 0,7—0,73, оказываясь несколько выше оптимального по холодопроизводительности. Значение температуры горячего потока T_T определяется по освещенной в разд. 3.5 методике с учетом влажности сжатого воздуха в сечении 2, а также масштаба вихревой трубы.

На рис. 8.2 представлены кривые зависимости относительного весового расхода воздуха g_B от требуемой глубины охлаждения T_2 для различных значений Δt_T и начального влагосодержания $d_0 = 11$ г/кг ($\varphi = 100\%$) и $d_0 = 3,9$ г/кг ($\varphi = 35\%$) при $T_0 = 15^\circ\text{C}$ и $p_0 = 7$ ата.

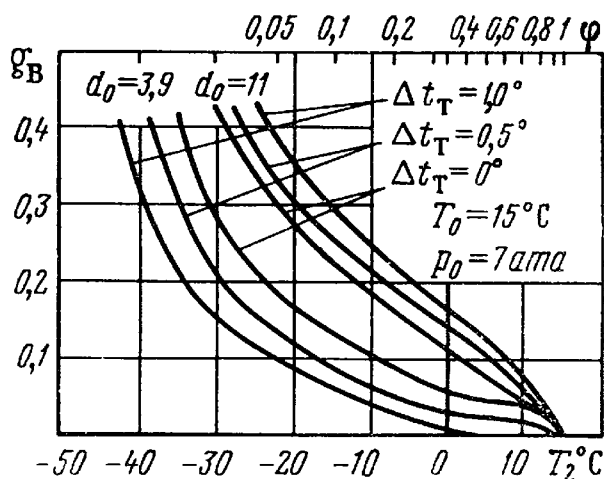


Рис. 8.2. Кривые относительного расхода воздуха в функции от T_2 , Δt_T и d_0

Согласно кривым при $\Delta t_T = 1^\circ$ и $g_B = 0,1$ относительную влажность сжатого воздуха можно снизить от 100 до 62%.

Сравнительные расчеты [42] показывают, что в случае осушения сжатого воздуха силикагелем или алюмогелем при восстановлении (регенерации — удалении из них адсорбированной влаги) последних необходимы дополнительные затраты, эквивалентные расходу 10—19% этого воздуха.

Эти затраты определяются не столько количеством тепла, требуемого для испарения адсорбированной влаги, сколько теплотой нагрева адсорбента, потерями с уходящим регенерирующим воздухом и теплообменом с окружающей средой.

Если принять $g_B = 0,19$, эквивалентный случаю осушки алюмогелем, то при $\Delta t_T = 1^\circ$ согласно кривым рис. 8.2 можно осу-

шить сжатый воздух до температуры точки росы порядка 0°C ($\varphi = 35\%$).

Осушка алюмогелем дает температуру точки росы ниже -60°C , но температура сжатого воздуха в процессе осушки алюмогелем повышается почти на 30° , что исключено в регенеративном цикле осушки.

Осушка до температуры точки росы не ниже 0°C исключает появление снеговой шубы в теплообменнике, обеспечивая продолжительную непрерывную работу установки. Такое неглубокое осушение, дающее гарантию от выпадания влаги при производственном использовании сжатого воздуха, необходимо при обдуве деталей перед сборкой, работе пневмоинструмента и пневмоприводов, окраске пневматическим краскопультом и в других случаях.

Если необходимо в отдельных случаях получить более глубокое осушение, часть предварительно подсушенного сжатого воздуха можно дополнительно осушить по такой же схеме. Это позволит получить температуру точки росы до -30°C (см. кривые для $d_0 = 3,9 \text{ г/кг}$ на рис. 8.2), но приведет к дополнительной потере сжатого воздуха.

При снижении температуры точки росы ниже 0°C в процессе работы теплообменник покрывается снеговой шубой, которая должна периодически удаляться. Для этого кран (В) в схеме рис. 8.1 закрывается, а кран (К) переключается так, что горячий поток вихревой трубы начинает проходить по контуру (4—5), отогревая теплообменник. Вода стекает в сборник конденсата (С).

После снятия снеговой шубы кран (К) ставится в прежнее положение, теплообменник охлаждается и открытием крана (В) установка вводится в работу.

Для обеспечения непрерывности процесса осушки в этом случае необходимо использовать две или три параллельно работающие установки и горячий поток одной из них использовать для прогрева других при снятии в них снеговой шубы.

С целью уменьшения величины $g_{\text{в}}$ в циклах осушения до точки росы, близкой к 0°C , целесообразно использовать охлаждаемую вихревую трубу с $\mu = 1$, имеющую более высокий адiabатный к. п. д.

8.2. ВИХРЕВОЙ РЕГЕНЕРАТИВНЫЙ ОСУШИТЕЛЬ С ПОТЕРЕЙ ДАВЛЕНИЯ ОСУШИВАЕМОГО ГАЗА

Если необходимо произвести осушку газа до максимально низкой температуры точки росы при потере давления осушиваемого газа, то схема вихревого осушителя будет аналогична вихревой холодильной камере с теплообменником и эжектором с той лишь разницей, что в ней будет отсутствовать алюмогелевый осушитель и вместо камеры холода установлен фильтр для

очистки холодного потока от твердой или жидкой фазы выпавшего в нем конденсата.

Поэтому для расчета этой схемы можно использовать выражения, выведенные в разд. 7.4.

Наиболее глубокую осушку можно получить, отбирая в качестве осушенного газа только холодный поток после его регенеративного подогрева в теплообменнике.

В случае использования в качестве осушенного газа смеси холодного и горячего потоков, выходящей из эжектора установки, влагосодержание d_{oc} смеси определится выражением

$$d_{oc} = \mu \cdot d_x + (1 - \mu) \cdot d_1. \quad (8.3)$$

Здесь d_1 — влагосодержание газа перед вихревой трубой.

Чем больше выбранное значение μ , тем меньшее влияние на влагосодержание смеси оказывает горячий поток. Это будет тем более справедливым, если с увеличением μ улучшается качество теплообменника, обеспечивающее снижение T_1 и, следовательно, d_1 .

При проектировании таких осушителей необходимо максимально увеличивать поверхность теплообменника и снижать скорость сжатого газа в нем. Это обеспечит хорошее удаление конденсата с поверхности теплообмена и увеличит время работы между периодами снятия снеговой шубы.

Снятие снеговой шубы может быть осуществлено достаточно быстро переходом на режим $\mu = 1$; последнее обеспечит также перевод в жидкую фазу отложившегося в фильтре снега, т. е. очистку фильтра.

8.3. ВИХРЕВОЙ ОСУШИТЕЛЬ-ПИСТОЛЕТ

Для эпизодического получения осушенного сжатого воздуха (например, при обдуве деталей перед сборкой, а также в пневматическом краскопульте) можно использовать одну вихревую трубу, выдающую в качестве осушенного газа или только холодный поток после механической очистки последнего от выпавшего в нем конденсата и подогрева горячим потоком до первоначальной температуры, или смесь очищенного от конденсата холодного потока с горячим потоком вихревой трубы.

Эти схемы представлены на рис. 8.3.

Порядок их расчета аналогичен расчету вихревой трубы с учетом влажности сжатого газа (см. разд. 3.5).

Так как холодный поток будет иметь $\varphi = 100\%$, то по температуре T из кривых рис. 8.4, построенных по термодинамическим таблицам, можно определить его влагосодержание d_x .

После подогрева горячим потоком до потребной температуры T_{oc} осушенного воздуха относительная влажность φ_{oc} его с достаточной точностью может быть подсчитана по выражению

$$\varphi_{oc} = \frac{d_x}{d'} \cdot 100\%, \quad (8.4)$$

где d' — влагосодержание влажного насыщенного воздуха при температуре T_{oc} , находится из рис. 8.4.

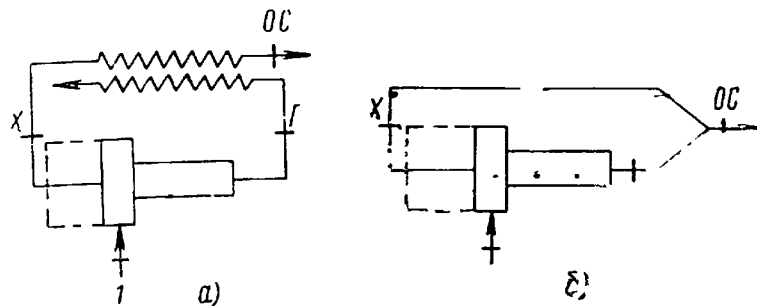


Рис. 8.3. Схемы осушки вихревой трубой с сепарацией (а) и со смешением (б) потоков

В схеме смешения холодного потока с горячим, имеющим влагосодержание d_1 , влагосодержание смеси определится по выражению (8.3).

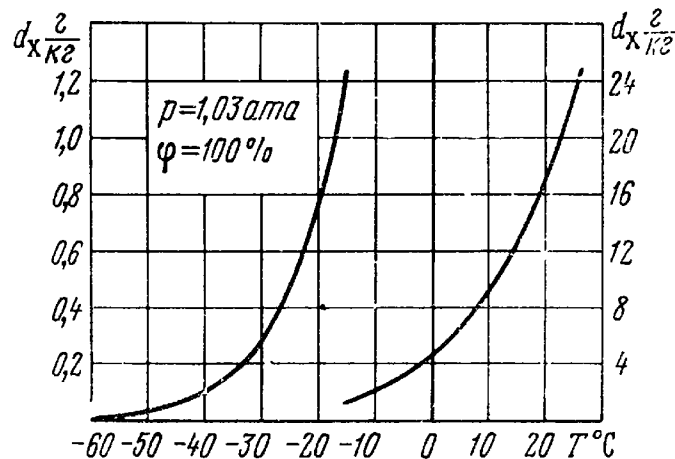


Рис. 8.4. Влагосодержание влажного воздуха

Температура T_{oc} смеси при этом составит

$$T_{oc} = T_1 + \mu\delta(\Delta t_x) + \Delta t_\phi - \Delta t_{др}. \quad (8.5)$$

Здесь $\Delta t_{др}$ — снижение температуры за счет дроссель-эффекта при дросселировании от p_1 до p_{oc} . Достаточно точно эта величина подсчитывается по выражению

$$\Delta t_{др} = 0,27(p_1 - p_{oc}); \quad (8.6)$$

Δt_ϕ — подогрев холодного потока через корпус осушителя до его смешения с горячим потоком.

На рис. 8.5 представлена принципиальная конструкция вихревого осушителя-пистолета с сепарацией потоков.

Сжатый воздух через трубку 1 и кран 2 подается в вихревую трубу 3. Холодный поток из вихревой трубы проходит через фильтр 4, где из него улавливается твердая или жидкая фаза конденсата, а затем через серию отверстий 5 поток проходит в полость 6, подогревается в ней от стенок вихревой трубы и трубы 8 отвода горячего потока и через сопло 7 вытекает в виде теплой струи осушенного воздуха.

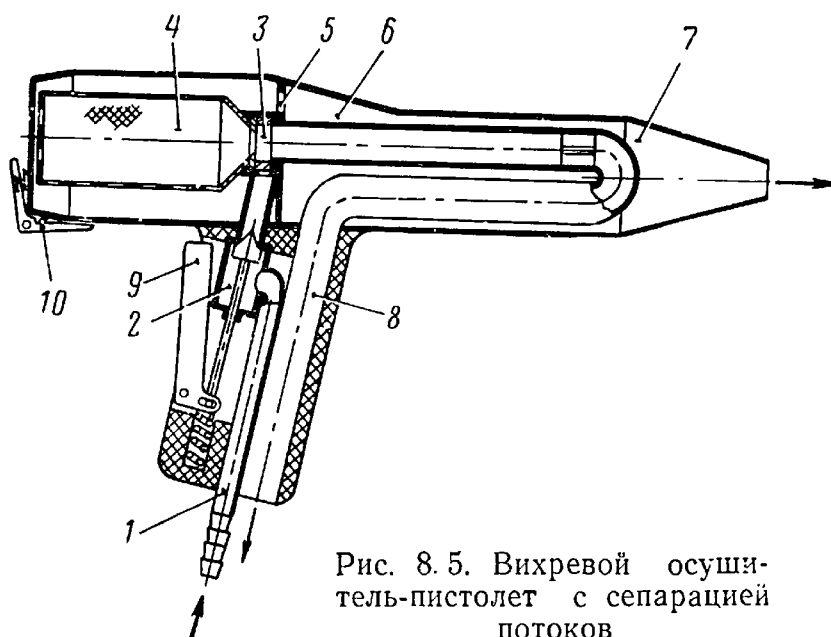


Рис. 8.5. Вихревой осушитель-пистолет с сепарацией потоков

Входной кран 2 открывается гашеткой 9.

Выпавший в фильтре конденсат периодически сливается через клапан 10.

Изображенный на рис. 8.6 вихревой осушитель-пистолет со смешением потоков отличается от предыдущего только тем, что холодный поток из полости 6 эжектируется вытекающим через сопло 8 горячим потоком и через смеситель 7 подается на обдув.

Эту конструкцию удобно применять для таких случаев, как обдув точных деталей перед сборкой, когда для предотвращения запотевания детали требуется подсушенный воздух с температурой не ниже температуры окружающей среды. Температура выходящего из этого осушителя потока оказывается всегда выше, чем T_1 , так как при $\varphi=100\%$ величина второго члена уравнения (8.5) всегда оказывается больше величины $\Delta t_{др}$. Но для этого осушителя необходима предварительная очистка сжатого воздуха от капельной влаги и масла, так как попавшая в горячий поток капельная влага будет испаряться и тем самым повышать относительную влажность смеси, а масло будет загрязнять осушенный воздух.

Для схемы с сепарацией потоков необходимость очистки отпадает, т. е. капельная влага и масло уходят в горячий поток.

На рис. 8.7 представлены расчетные кривые относительной влажности в функции μ для вихревых осушителей-пистолетов с сепарацией (с) и со смешением (см) потоков при $p_1=6 \text{ ата}$, $T_1=20^\circ \text{С}$ и $\phi_1=100\%$.

Кривые 1 показывают на возможность достаточно глубокой осушки в схеме с сепарацией.

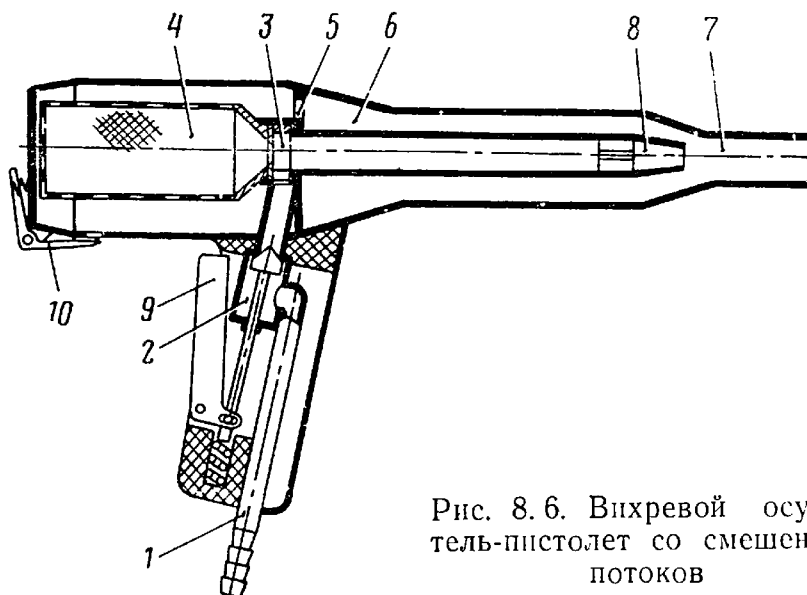


Рис. 8.6. Вихревой осушитель-пистолет со смешением потоков

При давлении холодного (осушенного) потока в 1 ата и $\mu=0,2$ относительная влажность может быть снижена до 1% и даже при $\mu=0,7$ она составляет всего 13,5%.

В случае повышенного до 1,5 ата давления холодного потока (что необходимо для создания достаточной скорости обдува или для интенсивной прокачки через какую-либо среду) при $\mu=0,7$ относительная влажность составляет 22%.

Более высокие значения $\phi_{ос}$ дает схема со смешением (кривая 2). В противоположность первой схеме, в этом случае $\phi_{ос}$ уменьшается с ростом μ , но до определенного предела.

При выбранных нами условиях минимальное значение влажности составляет 39% при $\mu=0,73$.

Необходимую скорость для обдува деталей в этой схеме создает горячий поток, эжектирующий холодный за счет своего избыточного давления.

Достоинством рассмотренных схем вихревых осушителей-пистолетов является возможность регулирования влажности за счет изменения μ , что легко осуществляется дросселированием горячего потока или сжатого воздуха перед вихревой трубой.

При возможности использования охлаждающей воды для осушки можно применить описанную в разд. 4.1 вихревую трубу с водяным вихрем (или водяной рубашкой), работающую на $\mu=1$. После охлаждения в ней до отрицательной температуры и

отделения конденсата весь поток можно подогреть до первоначальной температуры и получить степень осушки, отображенную кривой рис. 8.8. Согласно кривой при $p_1 = 6 \text{ ата}$ (обычное давление в заводской сети) относительная влажность не превышает 13%.

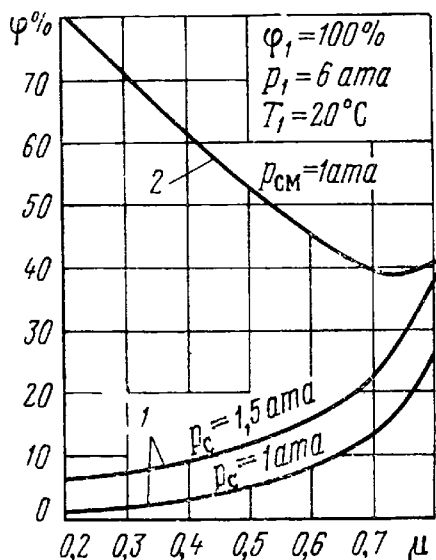


Рис. 8.7. Расчетные кривые степени осушки вихревой трубой

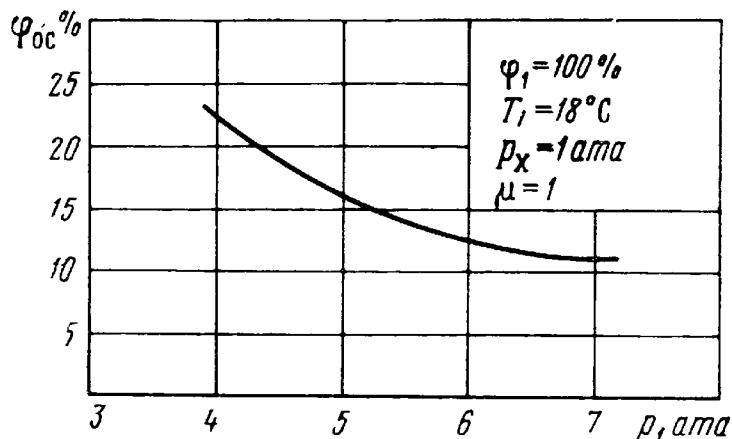


Рис. 8.8. Расчетная кривая степени осушки охлаждаемой водой вихревой трубой

Рассмотренные схемы вихревых осушителей могут быть использованы для тарировки гигрометров.

Так как сравнительно легко получить сжатый воздух с $\varphi = 100\%$, то при соответствующем охлаждении и смешении можно получить расчетное значение влажности. Можно ожидать, что за счет высокой турбулентности при переходе через 0°C в холодном потоке имеет место только твердая фаза конденсата.

Глава IX

АППАРАТЫ

С САМОВАКУУМИРУЮЩЕЙСЯ ВИХРЕВОЙ ТРУБОЙ

9.1. ВАКУУМНАЯ ВИХРЕВАЯ ХОЛОДИЛЬНАЯ КАМЕРА

В разд. 6.1 рассматривалась возможность вывода ядра вихря самовакуумирующейся вихревой трубы, имеющего очень низкую температуру, и получения за счет этого эффектов охлаждения, превышающих адиабатные по условиям на выходе из установки.

На этом принципе разработана [58] вакуумная вихревая холодильная камера для получения низких температур в замкнутом объеме.

На рис. 9.1 изображена принципиальная конструкция вакуумной вихревой холодильной камеры.

Сжатый воздух через патрубок 1 подается в полость корпуса 15 и через трехсплошной вход 2 — в вихревую трубу 3.

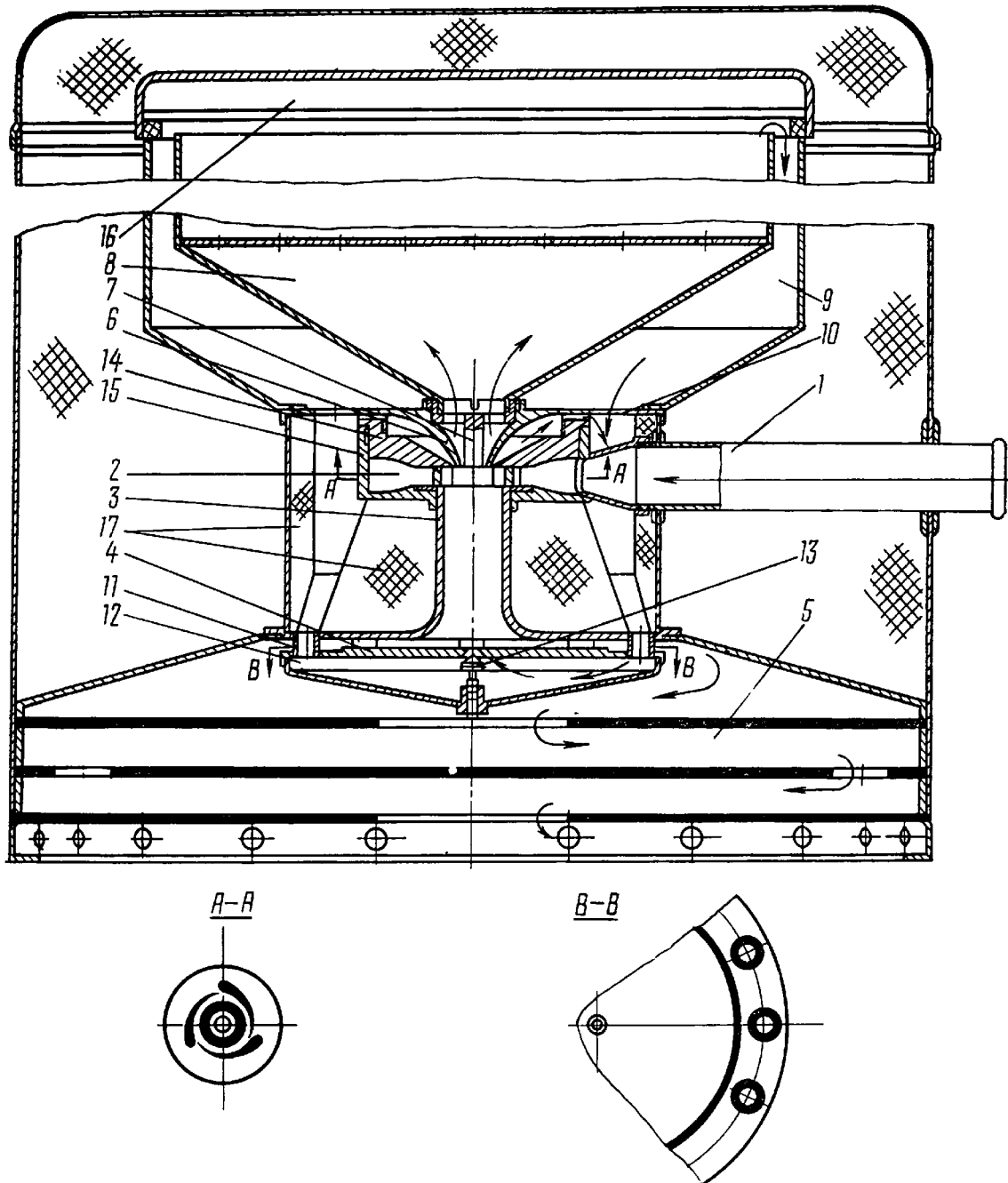


Рис. 9.1. Вакуумная вихревая холодильная камера

Из вихревой зоны горячий поток поступает в раскруточный диффузор 4 и через глушитель 5 выбрасывается в атмосферу.

Формирующийся в ядре вихря холодный поток отбирается через образуемое диафрагмой 6 и стержнем 7 кольцевое отверстие в камеру холода 8, охлаждая загруженные в нее изделия, а затем через полость 9, отверстия 10 и полые втулки 11 поступает в сборник 12, откуда через кран 13 засасывается в вихре-

вую трубу и, двигаясь к сопловому сечению, вновь охлаждается в ядре вихря.

На радиусе, несколько большем наружного радиуса кольцевого отверстия холодного потока, имеется кольцевая щель (между диафрагмой 6 и гайкой 14), служащая для отвода пограничного слоя.

Пограничный слой отсасывается и смешивается с выходящим из камеры холода отработанным холодным потоком в области отверстий 10.

Для сохранения создаваемого вихревой трубой вакуума камера холода герметизируется крышкой 16.

Вся установка тщательно изолируется теплоизоляцией 17.

Так как установка не имеет теплообменника, то время выхода ее на режим лимитируется только тепловой инерционностью элементов камеры холода, а холодный поток практически сразу приобретает свою расчетную температуру.

Значительный эффект охлаждения и безынерционность делают эту установку удобной для случаев программированного охлаждения с резким изменением температуры рабочего тела, которое можно осуществлять изменением давления p_1 питающего сжатого воздуха.

Температура холодного потока установки зависит от радиусов \bar{r}_d и \bar{r}'_d кольцевого отверстия диафрагмы (см. рис. 6.3), снижаясь вместе с уменьшением последних. Но уменьшение радиусов \bar{r}_d и \bar{r}'_d требует уменьшения радиуса \bar{r}_0 осевого отверстия на стенке диффузора, что приводит к уменьшению весового расхода холодного потока. При малых \bar{r}_0 последнее происходит еще и потому, что основную долю расхода через отверстие в стенке диффузора будет составлять пограничный слой, текущий сюда вместе с холодным потоком.

Увеличение \bar{r}_0 ограничено величиной \bar{r}'_d и необходимостью получения достаточного перепада давления для прокачки через внешний контур.

Особенно важную роль в установке играют гидравлические потери во внешнем контуре, которые должны быть сведены к минимуму.

Эта специфичность организации прокачки холодного потока требует идти по пути увеличения диаметра вихревой трубы при сокращении расхода сжатого воздуха через сопла, т. е. по пути уменьшения \bar{F}_c .

Заметное возрастание степени расширения π^* воздуха в вихревой трубе также ограничивает возможность прокачки, так как согласно гипотезе взаимодействия вихрей с ростом π^* уменьшается радиус \bar{r}_2 разделения вихрей в сопловом сечении, что требует уменьшения \bar{r}_d (охлаждение воздуха имеет место только в вынужденном вихре, т. е. на $\bar{r} < \bar{r}_2$).

Кроме того, с ростом λ^* заметно возрастает радиальный градиент статического давления, что приводит к увеличению расхода пограничного слоя.

Результатов испытаний вакуумной вихревой холодильной камеры не имеется, но можно ожидать, что они окажутся не хуже результатов, представленных кривой Δt_x на рис. 6.4.

Нет сомнения, что за счет лучшей организации прокачки, устранения вторичного вихревого эффекта и влияния пограничного слоя, а также отработки диффузора можно получить еще большие эффекты охлаждения.

Здесь следует заметить, что влияние пограничного слоя может быть заметно снижено, если отбирать холодный поток через кольцевую щель с \bar{r}_d и \bar{r}'_d , расположенную в стенке диффузора, а отсасывать холодный поток через осевое отверстие с \bar{r}_0 на диафрагме, так как температура пограничного слоя на стенке диффузора и его расход значительно ниже, чем у пограничного слоя на диафрагме.

Это объясняется тем, что пограничный слой на стенке диффузора формируется из холодных элементов приосевого вихря и его радиальному движению противодействует обратное радиальное движение основного потока в диффузоре.

9.2. ВИХРЕВОЙ ГИГРОМЕТР

Возможность глубокого охлаждения цилиндрических тел, помещенных в приосевую область самовакуумирующейся вихревой трубы, позволила создать [52, 61] на этой основе вихревой конденсационный гигрометр.

Схематизированная конструкция вихревого гигрометра изображена на рис. 9.2.

Испытуемый газ любого давления, в том числе и пониженного до 0,1 ата, через патрубок 1 подается в полость корпуса 3, где он омывает торцовую плоскость укрепленного в диафрагме 4 охлаждаемого элемента 5. Цилиндрическое тело элемента 5 помещено по оси в сопловой зоне вихревой трубы 6, имеющей на своем горячем конце щелевой диффузор 7.

Поступающий через патрубок 8 сжатый до 3—4 ат воздух закручивается в улиточном входе 12 вихревой трубы, в ядре которой охлаждается тело элемента 5.

При снижении температуры элемента до температуры точки росы испытуемого газа на омываемой последним торцовой плоскости элемента выпадает роса, что регистрируется специальным устройством.

Требуемая прокачка испытуемого газа осуществляется через регулируемое отверстие 11 корпуса, соединенное трубкой с осевым отверстием 13 в стенке диффузора. Наличие вакуума в осевой области вихревой зоны позволяет осуществить прокачку и определение влажности разреженных газов с абсолютным дав-

Момент помутнения зеркальной поверхности от выпавшей росы регистрируется фотоэлементом и электронным устройством, а показание соединенного с термопарой измерительного прибора позволяет зафиксировать температуру точки росы.

В момент регистрации выпадения росы электронное устройство перекрывает кран подачи сжатого воздуха в вихревую трубу и включает высокочастотный подогрев железной пластинки — зеркальца, обеспечивая быстрое испарение росы и автоматическое включение вихревой трубы для повторения цикла.

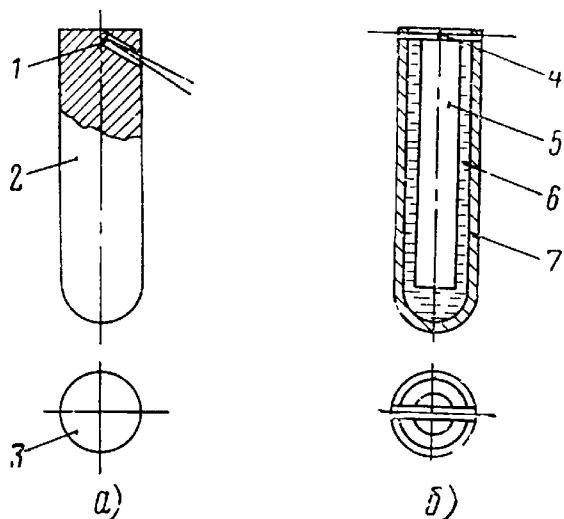


Рис. 9.3. Чувствительные элементы гигрометров

При использовании метода утечки тока, применяемого в вихревом гигрометре ВГ-1, охлаждаемый элемент (см. рис. 9.3, б) изготавливается из металлической запаянной снизу трубки 7 и металлического стержня 5, разделенных электроизолирующим стеклянным слоем 6.

В торец элемента заделана термопара 4. Трубка и стержень включены в цепь электронного регистрирующего устройства.

В момент выпадения росы на торце элемента между трубкой и стержнем возникает ток утечки, который фиксируется устройством — на приборном щитке загорается лампочка.

Соединенный с термопарой измерительный прибор фиксирует в этот момент температуру торцевой плоскости элемента, т. е. температуру точки росы.

В момент фиксации температуры электронное устройство закрывает кран подачи сжатого воздуха в вихревую трубу. После испарения росы (восстановления изоляционных свойств торцевой поверхности) электронное устройство открывает кран для повторения цикла.

При втором методе оптическая система (см. рис. 9.2) отсутствует.

Автоматическая повторяемость цикла измерения температуры точки росы позволяет использовать в гигрометре записывающее устройство, а также включать его в автоматическую систему управления процессами.

Недостатком метода утечки является трудность фиксации температуры точки росы ниже -20°C , так как при таких температурах происходит выпадение паров воды в виде льда, имею-

щего низкую электропроводность и не дающего поэтому заметного изменения тока утечки.

Очень важным моментом в проектировании вихревых гигрометров является создание хорошей тепловой изоляции чувствительного элемента от тела диафрагмы в месте их соединения, а также изоляции элемента от теплого пограничного слоя, стекающего с плоской диафрагмы.

Так как основанный на методе утечки тока вихревой гигрометр ВГ-1 предназначен для работы в диапазоне до -20°C , при любом способе заделки этот диапазон охлаждения чувствительного элемента легко обеспечивается вихревой трубой при давлении питающего сжатого воздуха не более 2 ат .

Для вихревого гигрометра ВГ-2, в котором используется оптический метод измерения, позволяющий определять температуру точки росы вплоть до очень низких температур, желательно иметь возможность максимального охлаждения чувствительного элемента. Но несмотря на принятые меры по теплоизоляции элемента от диафрагмы (посадка на два узких направляющих пояска) и от пограничного слоя (покрытие примыкающей к диафрагме цилиндрической поверхности элемента изолирующим слоем), теплоподвод заметно повышает температуру чувствительного элемента по сравнению с температурой элементов омывающего его вихря соплового сечения, измеренной в экспериментах (см. разд. 2.3).

На рис. 9.4 представлены результаты испытания вихревого гигрометра ВГ-2.

Как видно из кривой, при питании от заводской сети сжатого до 5 ат воздуха вихревой гигрометр позволяет определить точку росы до температуры ниже -70°C .

Вихревой гигрометр с успехом может работать от системы вакуум-насоса, для чего его вход δ (см. рис. 9.2) оставляется открытым в атмосферу, а выход раскруточного диффузора соединяется с вакуумной системой.

Описанные вихревые гигрометры достаточно компактны и оформлены в виде переносных приборов с габаритными размерами $310 \times 300 \times 260 \text{ мм}$.

Диаметры вихревых труб гигрометров ВГ-1 и ВГ-2 составляют 10 и 20 мм при соответственных расходах сжатого до 4 ат воздуха в $0,4$ и $1,5 \text{ нм}^3/\text{мин}$. Действительные расходы сжатого воздуха оказываются значительно меньше, так как время работы

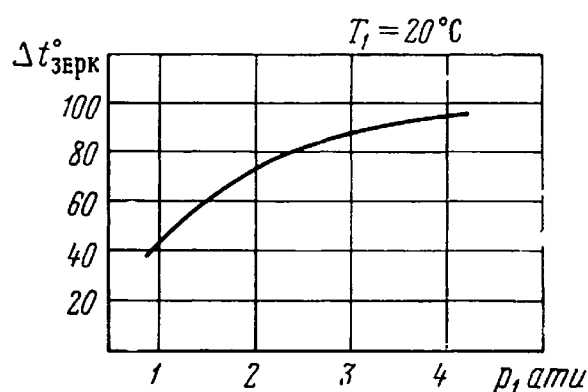


Рис. 9.4. Эффект охлаждения зеркала ВГ-2 по давлению сжатого воздуха

вихревой трубы при непрерывном измерении влажности не превышает 30% от времени каждого цикла.

В принципе возможно заметно уменьшить масштаб вихревой трубы и перейти на полупроводниковую схему управления, что сделает прибор значительно компактнее и позволит питать его при необходимости от баллона сжатого воздуха.

9.3. ОХЛАЖДЕНИЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ТЕЛ В САМОВАКУУМИРУЮЩЕЙСЯ ВИХРЕВОЙ ТРУБЕ

Высокая турбулентность вынужденного вихря обеспечивает высокие коэффициенты теплообмена между ним и помещенным в него цилиндрическим телом, что при наличии значительных эффектов охлаждения в вихре делает самовакуумирующуюся вихревую трубу удобным устройством для охлаждения цилиндрических тел, находящихся под высокой тепловой нагрузкой.

Исследование [28] теплообмена между установленными по оси цилиндрами Архимеда (имеющих длину, равную диаметру) с различными относительными диаметрами \bar{d} (выраженными в частях от диаметра D вихревой трубы) и вихрем показало, что особенно высокие коэффициенты теплообмена α имеют место при больших значениях \bar{d} порядка 0,6—0,8.

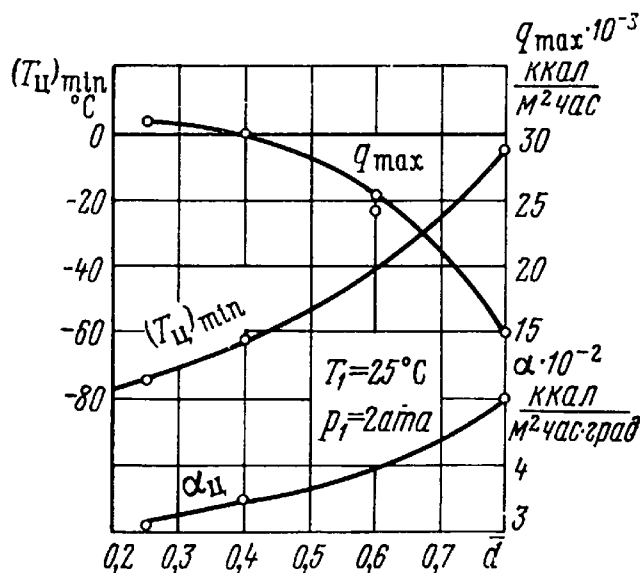


Рис. 9.5. Кривые $(T_{ц})_{min}$, α и q_{max} в функции от \bar{d}

Но с уменьшением \bar{d} резко снижается температура омывающих цилиндр элементов газа, т. е. возрастает эффект их охлаждения.

На рис. 9.5 приводятся кривые зависимости $\alpha_{ц}$ и минимальной температуры цилиндра $(T_{ц})_{min}$ от относительного диаметра \bar{d} охлаждаемого цилиндрического тела при $p_1 = 2$ ата и $T_1 = 25^\circ C$, полученные в работе [28].

Описываемые исследования проводились методом регулярного режима.

Кривая $(T_{ц})_{min}$ соответствует предельной температуре, которую приобретает помещенный в вихрь теплоизолированный цилиндр диаметра \bar{d} при тепловом равновесии его с вихрем, т. е. при отсутствии теплового потока между ним и элементами вихря. Приблизительно примем ее равной температуре омывающих цилиндр элементов вихря.

Это положение достаточно справедливо, если тепловой поток через заделку цилиндра в диафрагме и лучистый теплообмен между цилиндром и стенками трубы будут пренебрежимо малыми.

Если до начала охлаждения цилиндр имел температуру, равную T_1 , то в процессе его охлаждения максимальный тепловой поток

$$q_{\max} = \alpha_{\text{ц}} [T_1 - (T_{\text{ц}})_{\min}] \frac{\text{ккал}}{\text{м}^2 \cdot \text{час}} \quad (9.1)$$

от него к вихрю будет иметь место в первый момент времени.

Этот тепловой поток соответствует тепловой нагрузке $Q_{\text{ц}}$ цилиндра, отнесенной к его поверхности, при которой в процессе охлаждения температура его останется неизменной, соответствующей T_1 .

На рис. 9.5 приведена кривая для q_{\max} .

Согласно ей, несмотря на заметное снижение $\alpha_{\text{ц}}$ с уменьшением \bar{d} , за счет резкого снижения $(T_{\text{ц}})_{\min}$ величина q_{\max} заметно возрастает.

Но с уменьшением \bar{d} уменьшается и поверхность $F_{\text{ц}}$ теплообмена цилиндра, что приводит к уменьшению допустимой тепловой нагрузки

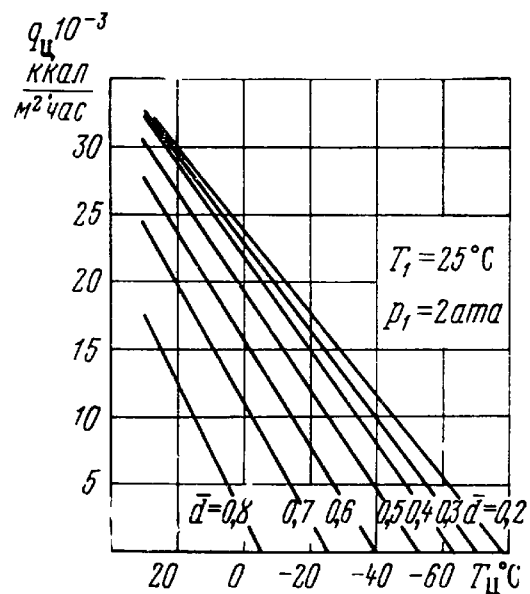


Рис. 9.6. Зависимость $q_{\text{ц}}$ от $T_{\text{ц}}$ и \bar{d}

$$(Q_{\text{ц}})_{\text{доп}} = F_{\text{ц}} \cdot q_{\max} \frac{\text{ккал}}{\text{час}} \quad (9.2)$$

Если необходимо поддерживать $T_{\text{ц}}$ цилиндра ниже T_1 при наличии теплового потока $q_{\text{ц}}$, то по этим трем величинам можно выбрать оптимальное значение \bar{d} , соответствующее балансу

$$q_{\text{ц}} = \alpha_{\text{ц}} \cdot [T_{\text{ц}} - (T_{\text{ц}})_{\min}] \quad (9.3)$$

По данным рис. 9.5 построены кривые $q_{\text{ц}}$ в функции от $T_{\text{ц}}$ и \bar{d} для $p_1 = 2 \text{ ата}$ и $T_1 = 25^\circ \text{C}$ (при $d_{\text{ц}} = l_{\text{ц}}$), изображенные на рис. 9.6.

Эти кривые позволяют определить оптимальное значение \bar{d} , обеспечивающее заданные $T_{\text{ц}}$ и $q_{\text{ц}}$, а также рассчитать все геометрические размеры вихревой трубы для охлаждения цилиндра заданных размеров.

Действительно, если задан диаметр $d_{ц}$ (и длина $l_{ц}=d_{ц}$) цилиндра, имеющего тепловую нагрузку $Q_{ц}$ и требующего поддержания температуры $T_{ц}$, то, определив тепловой поток

$$q_{ц} = \frac{2 \cdot Q_{ц}}{3,14 \cdot d_{ц}^2 \cdot 3}, \quad (9.4)$$

из кривых рис. 9.6 находится потребное значение $\bar{d}_{ц}$, а затем по методике, изложенной в разд. 4.3, определяются все геометрические размеры вихревой трубы и диффузора.

9.4. ВИХРЕВОЙ КАРБЮРАТОР

Интересным случаем применения самовакуумирующейся вихревой трубы является использование ее в качестве карбюратора и топливных форсунок тепловых машин.

Возможность такого использования объясняется все теми же специфическими свойствами ее, а именно: способностью создавать большие разрежения в ядре вихря при наличии сравнительно небольших перепадов давления, высокой турбулентностью ядра, наличием зон пониженной и повышенной температуры в вихре. Кроме этого, в вихревой зоне возникают интенсивные звуковые и ультразвуковые колебания и ионизация.

Несмотря на многолетние исследования карбюраторов, до настоящего времени они в основном выполняют роль дозаторов и приготавливаемая ими топливовоздушная смесь содержит большое количество капель неиспарившегося топлива. Это приводит к неравномерному составу смеси по цилиндрам, смыванию смазки со стенок цилиндра, разжижению смазки, большому содержанию угарного газа в выхлопных газах и к перерасходу топлива.

Для снижения этих недостатков необходимо, чтобы процесс испарения топлива заканчивался в карбюраторе.

Этому требованию в значительной степени удовлетворяют вихревые карбюраторы [41].

Принципиальная конструкция вихревого карбюратора ВК-1 со щелевым диффузором изображена на рис. 9.7.

Воздух из атмосферы проходит через фильтр 4, имеющий масляную ванну и фильтрующий элемент 6, и поступает в вихревую трубу 1 через трехсопловой вход, образуемый тремя лепестками 13.

Лепестки могут поворачиваться вокруг осей 14, что осуществляется при повороте сектора 12 за счет скольжения усиков лепестков в его пазах.

Поворот лепестков обеспечивает изменение проходного сечения сопел, т. е. изменение степени дросселирования карбюратора.

Возникающий в приосевой области вакуум обеспечивает эффективный распыл топлива, подсасываемого в вихрь из форсунки 3.

Выполненный в виде нескольких тонких радиальных проволок турбулизатор 5 обеспечивает высокую турбулентность возвращающегося к сопловому сечению ядра потока, а также способствует возникновению высокочастотных звуковых колебаний, частота которых определяется геометрией вихревой зоны.

Эти два фактора заметно повышают качество распыла.

Не успевшие испариться крупные капли увлекаются потоком, отбрасываются к периферии центробежными силами и попадают в подогретые слои вихря, где и испаряются.

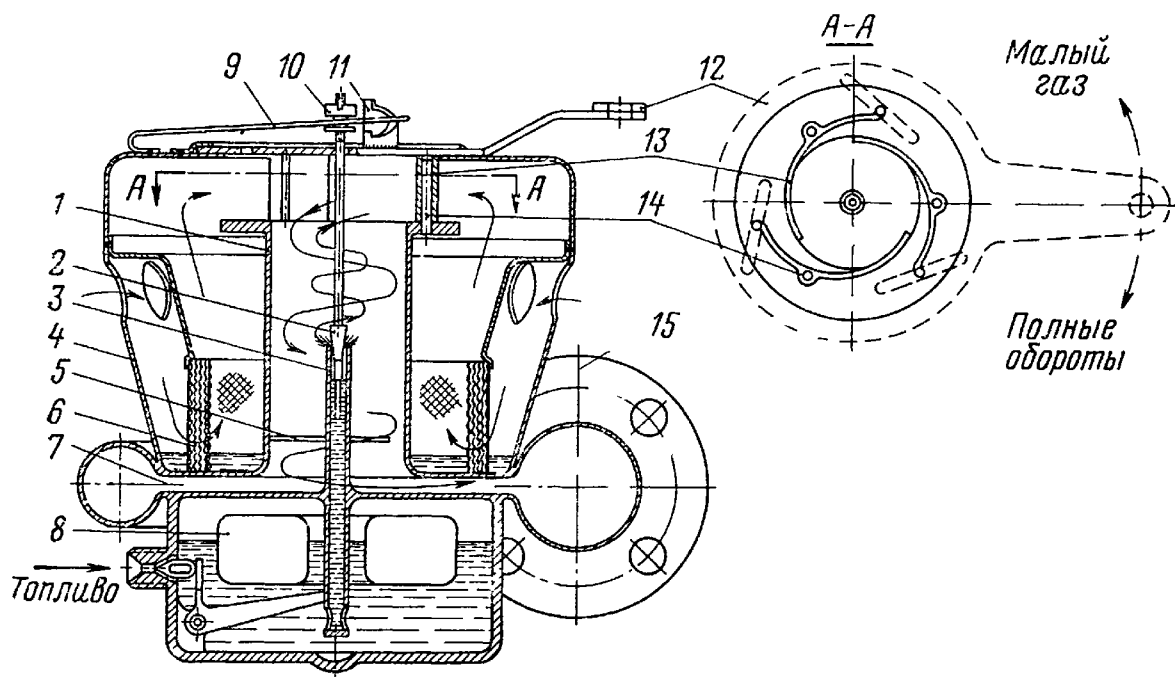


Рис. 9.7. Схематичная конструкция вихревого карбюратора ВК-1 с щелевым диффузором

Приготовленная таким образом смесь поступает в щелевой диффузор 7, где кинетическая энергия вращения потока преобразуется в энергию давления, а затем из кругового улиточного сборника через фланец 15 подается во всасывающий коллектор двигателя.

При неизменном положении лепестков (при неизменном F_c) с ростом оборотов двигателя возрастает его объемный расход смеси, что приводит к снижению давления p_a за карбюратором, росту степени расширения π в карбюраторе и к снижению (согласно рис. 4.5) π^* , т. е. давления p_{oc} на оси вихревой зоны.

Последнее обеспечивает увеличение расхода топлива через форсунку, необходимое для сохранения состава смеси.

При раскрытии лепестков, обеспечивающих увеличение площади проходного сечения сопел, за счет укрепленной на секторе 12 профильной гребенки 11 и пружинного рычага 9 поднимается регулировочная игла 2, увеличивая проходное сечение форсунки, т. е. расход топлива.

Предварительная установка иглы производится гайкой 10.

В нижней части карбюратора имеется поплавковая камера с тороидным поплавком 8.

При наличии результатов исследования самовакуумирующейся вихревой трубы, вихревой карбюратор поддается полуэмпирическому расчету.

Осевая симметрия значительно упрощает конструкцию вихревого карбюратора.

Вихревой карбюратор может быть основан на вихревой трубе с закрытым горячим концом, работающей на $\mu=1$.

Принципиальная конструкция вихревого карбюратора ВК-2 представлена на рис. 9.8.

Так же, как и в предыдущей конструкции, воздух из атмосферы проходит через фильтрующий элемент 7 фильтра 6 и через образующие сопловой вход лепестки 10 поступает в вихревую трубу 1. Лепестки вращаются вокруг осей 8.

За счет значительного разрежения в приосевой зоне поступающее в нее из поплавковой камеры через форсунку 2 топливо интенсивно разбрызгивается и испаряется. Неиспарившиеся крупные капли подхватываются вихрем и разбрасываются центробежными силами к стенке вихревой трубы, где попадают в зону повышенной температуры и, испаряясь, двигаются вместе с периферийным вихрем к горячему концу вихревой зоны.

Неиспарившиеся тяжелые фракции топлива поднимаются по стенке трубы и перетекают через отверстие 17 в полость сборника 18.

Подошедший к горячему концу периферийный вихрь турбулизуется радиальными лопатками турбулизатора 16 и, опускаясь по приосевой зоне, через диафрагму 11 и патрубок 9 поступает в коллектор двигателя. Уровень топлива в поплавковой камере регулируется тороидальным поплавком 5.

Отбор смеси из приосевой зоны обеспечивает практически полное отсутствие в ней капельного топлива.

Для регулирования состава смеси в форсунке установлена игла 4, центрируемая крестовиной 3 и управляемая от сектора 14 управления лепестками через профильную гребенку 13 и толкатель 12.

Эта схема вихревого карбюратора имеет значительно большие потери давления по сравнению с ВК-1, но она имеет и существенное достоинство, заключающееся в высокой степени испарения топлива при карбюрации, обусловливаемой высоким подогревом периферийных слоев вихря на режиме $\mu=1$ и фракционной разгонкой топлива.

Эти особенности вихревого карбюратора ВК-2 создают возможность его применения в качестве пускового карбюратора, а также на дроссельных режимах двигателя, что позволит значительно улучшить запуск двигателя в условиях низких температур и повысить экономичность двигателя на указанных режимах.

Предварительные исследования вихревого карбюратора [41], проведенные на двигателях М-21 и ЗИД-4,5, дали следующие результаты.

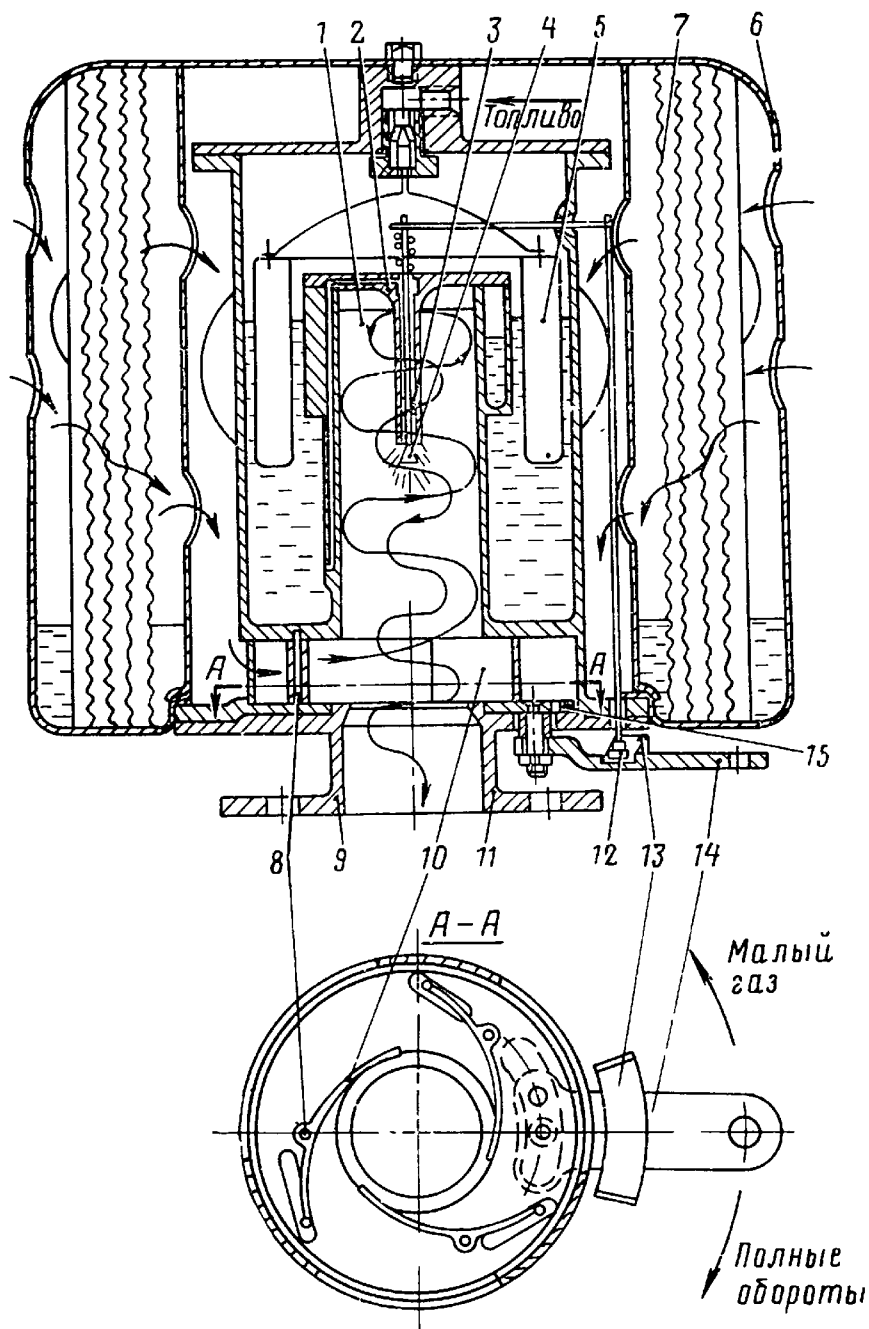


Рис. 9.8. Схематичная конструкция вихревого карбюратора ВК-2 с закрытым горячим концом на вихревой трубе

При запуске одноцилиндрового двигателя ЗИД-4,5 и работе на холостом ходу (до 1600 об/мин включительно) экспериментальный образец вихревого карбюратора ВК-2 обеспечивал устойчивую работу двигателя при расходе топлива 0,34—0,39 кг/час в то время, как на стандартном карбюраторе К-12 этот расход составлял 0,46—0,6 кг/час.

Таким образом, вихревой карбюратор на этих режимах снижает расход топлива на 25—35%.

Испытания пускового вихревого карбюратора на двигателе М-21 показали, что на режиме холостого хода (1250 об/мин) двигатель устойчиво работает при расходе топлива 1,47 кг/час, а на стандартном карбюраторе К22И расход на этом режиме составляет 2,15 кг/час. В этом случае экономия топлива составляет около 30%.

Глава X

ПРИМЕНЕНИЕ ВИХРЕВОЙ ТРУБЫ И ВИХРЕВЫХ УСТРОЙСТВ В ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТАХ

10.1. СКОРОСТНЫЕ ПРЕДЕЛЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ВИХРЕВОЙ ТРУБЫ В ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТАХ

В качестве охлаждающего устройства вихревая труба может быть использована для стабилизации температуры отдельных элементов летательных аппаратов.

При этом питание ее может быть осуществлено тремя способами.

1. Использованием скоростного напора набегающего потока для осуществления сжатия воздуха перед вихревой трубой.

2. Отбором воздуха, сжатого в компрессоре самолетного двигателя.

3. Подачей сжатого воздуха из бортового баллона.

При использовании первого способа питания возможности к охлаждению вихревой трубой ограничиваются заметным повышением полной температуры T_1 воздуха перед вихревой трубой с ростом скорости полета, зависимость которой от числа M_n полета выражается так:

$$T_1 = T_n \left(1 + \frac{k-1}{2} M_n^2 \right). \quad (10.1)$$

Так как температурная эффективность η вихревой трубы всегда меньше единицы, то эффект охлаждения всегда меньше эффекта подогрева воздуха при его торможении перед вихревой трубой.

Значит температура холодного потока всегда будет выше статической температуры T_n окружающей среды.

Это усугубляется еще и тем, что даже при хорошей организации торможения потока всегда будут иметь место потери полного давления и давление p_1 перед вихревой трубой оказывается ниже полного давления p_n^* набегающего потока.

При полетах со сверхзвуковой скоростью ($M_n > 1$) при торможении потока возникают скачки уплотнения, которые приводят к еще большим потерям полного давления.

Эти потери обычно учитываются [1] коэффициентом восстановления давления

$$\sigma_d = \frac{p_1}{p_n^*}. \quad (10.2)$$

Так как полное давление p_n^* может быть выражено через число M_n полета

$$p_n^* = p_n \left(1 + \frac{k-1}{2} M_n^2 \right)^{\frac{k}{k-1}}, \quad (10.3)$$

то давление p_1 перед вихревой трубой определится

$$p_1 = \sigma_d \cdot p_n \left(1 + \frac{k-1}{2} M_n^2 \right)^{\frac{k}{k-1}}. \quad (10.4)$$

Если давление холодного потока принять равным статическому давлению p_n окружающей среды ($p_x = p_n$), то из последнего выражения можно найти зависимость располагаемой степени расширения потока π в вихревой трубе от числа M_n полета, которая для случая $k=1,4$ (воздух) имеет вид:

$$\pi = \frac{p_1}{p_x} = \sigma_d (1 + 0,2 M_n^2)^{3,5}. \quad (10.5)$$

Учитывая выражение (3.2), температуру T_x холодного потока можно определить так:

$$T_x = T_1 \left\{ 1 - \eta \left[1 - \left(\frac{1}{\pi} \right)^{0,286} \right] \right\}. \quad (10.6)$$

После замены T_1 и π по выражениям (10.1) и (10.5) получаем окончательное выражение для T_x

$$T_x = T_n (1 + 0,2 M_n^2) \left\{ 1 - \eta \left[1 - \frac{1}{(1 + 0,2 M_n^2) \cdot \sigma_d^{0,286}} \right] \right\}. \quad (10.7)$$

На рис. 10.1 приводятся кривые зависимости T_x от M_n для высот полета $H=0, 4, 8, 12$ км.

Для расчета кривых приняты следующие числовые значения:

а) зависимость температуры от высоты — по международной стандартной атмосфере;

б) коэффициент восстановления давления σ_d — по кривым [1];

в) температурная эффективность $\eta = 0,5$.

Ввиду того, что для $11 < H < 30$ км температура по высоте не изменна, этому диапазону высот соответствует кривая $H=12$ км.

Сплошные кривые рассчитаны для случая прямого скачка уплотнения при торможении набегающего потока перед вихревой трубой. Пунктирные кривые — для системы из 4-х скачков уплотнения. Последние соответствуют отбору сжатого воздуха из диффузора двигателя.

Согласно кривым вихревая труба может быть с успехом применена для охлаждения элементов самолетов.

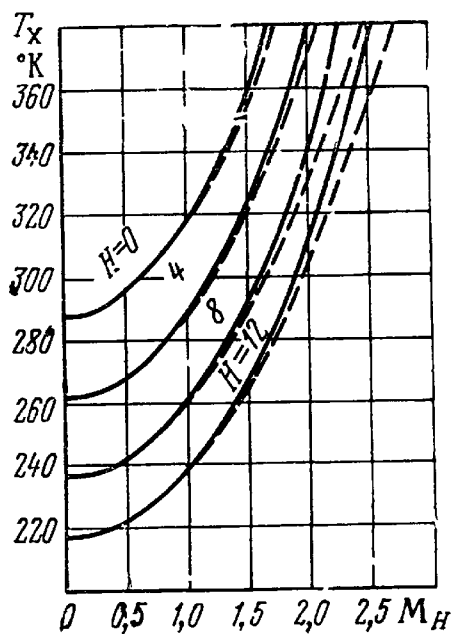


Рис. 10.1. Зависимость T_x от M_n и H для диффузорной схемы с вихревой трубой

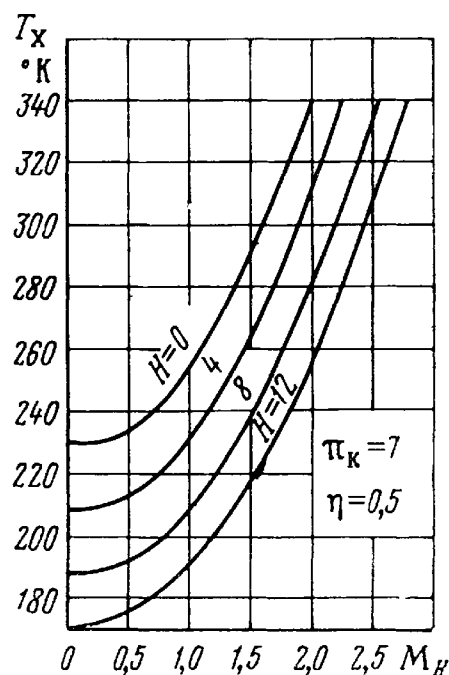


Рис. 10.2. Зависимость T_x от M_n и H для компрессорной схемы с вихревой трубой

Например, для кондиционирования кабины экипажа самолета поток с температурой $+20^\circ\text{C}$ вихревая труба может выдавать до $M_n = 1,8$.

Для случая охлаждения электронного оборудования, максимальная температура которого не должна превышать $+60^\circ\text{C}$, вихревая труба может использоваться до $M_n = 2,2$.

Предельные значения скоростей полета значительно увеличиваются в случае питания вихревой трубы сжатым воздухом, отбираемым после компрессора двигателя со степенью повышения давления π_k и охлажденным до температуры, равной полной температуре набегающего потока.

В этом случае температуру холодного потока можно подсчитать по выражению (10.6), но в нем значение π определится так:

$$\pi = \pi_k \cdot \sigma_{\pi} \cdot (1 + 0,2 \cdot M_n^2)^{3,5}. \quad (10.8)$$

Кривые достижимой температуры холодного потока для $\pi_k = 7$ представлены на рис. 10.2.

Анализ кривых показывает на возможность использования вихревой трубы для кондиционирования кабины до $M_n = 2,3$, а для охлаждения электронного оборудования до $M_n = 2,7$.

Работа вихревой трубы от компрессора двигателя позволяет обеспечить охлаждение объектов на стоянке самолета при работающих двигателях или при питании от аэродромной пневмосети.

Применение каскадных схем может заметно увеличить предельное M_n вихревой охлаждающей системы, хотя и потребует значительного увеличения расхода сжатого воздуха.

10.2. ВИХРЕВОЙ ТЕРМОМЕТР ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ СТАТИЧЕСКОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ В ПОЛЕТЕ

Знание статической температуры окружающей среды очень важно для управления полетом летательного аппарата.

Измерение ее на летящем с большой скоростью самолете представляет значительные трудности из-за того, что любой датчик тормозит набегающий поток и температура омывающих датчик элементов потока всегда значительно выше статической температуры окружающей среды.

Ввиду этого статическую температуру обычно определяют косвенным образом: по замеренным статическому давлению, давлению торможения и температуре торможения. Этот метод не всегда удобен из-за необходимости тарировки прибора для учета влияния высоты, радиационных потерь и потерь от теплопроводности датчика.

Поэтому непосредственное измерение статической температуры с точностью $\pm 1^\circ$ в широком диапазоне условий полета, а также с точностью $\pm 0,2^\circ$ при ограниченных условиях полета (при метеорологическом зондировании атмосферы) крайне необходимо.

Воннегутом [140] было предложено использовать вихревую трубу для компенсации динамической надбавки температуры.

На этой основе разработаны и использованы два типа вихревых измерителей статической температуры: с тангенциальным входом [120] и с осевым входом [127].

Измеритель с тангенциальным входом представляет собой обычную вихревую трубу с закрытым холодным концом, в осевой области соплового сечения которой помещен охлаждаемый чувствительный элемент — термометр сопротивления.

Конструкция измерителя с осевым входом изображена на рис. 10.3. Он представляет собой располагаемую по потоку цилиндрическую трубу 1, укрепленную на стойке 2. Внутри трубы установлен шнековый завихритель 3 с укрепленным на его оси чувствительным элементом 4. В передней части шнекового завихрителя имеется обтекатель 5.

Принцип работы обеих конструкций одинаков и основан на том, что в сопловом сечении вихревой трубы с закрытой диафраг-

мой в приосевой области всегда имеется зона пониженного давления, поэтому возникающий в этой области эффект охлаждения может достичь и даже превысить эффект изоэнтропного охлаждения, определяемый по параметрам перед вихревой трубой и давлением за ней и равный аэродинамическому нагреву.

Лабораторные и летные испытания измерителя с тангенциальным входом и диаметрами вихревой трубы от 16 до 22 мм показали [120], что он регистрирует статическую температуру с точностью до 1° при числах M_n от 0 до 0,75 для любой относи-

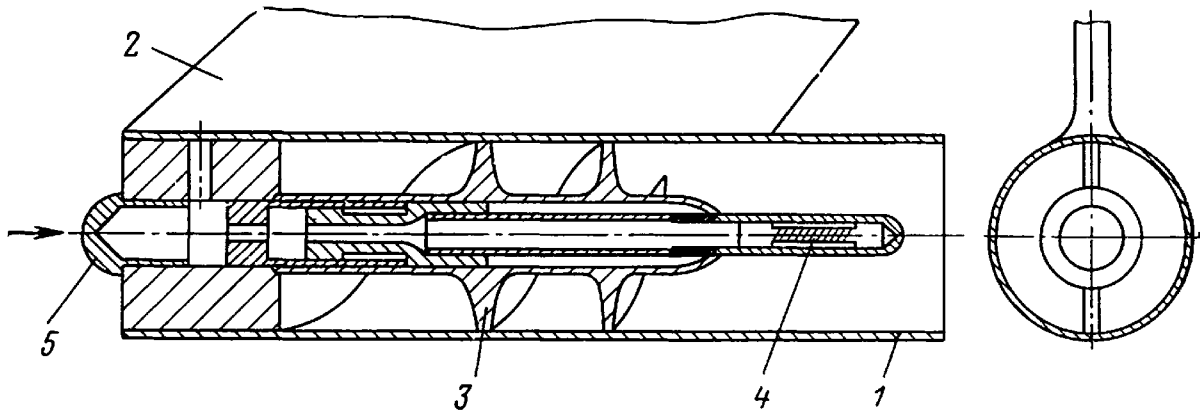


Рис. 10.3. Вихревой авиационный измеритель статической температуры с осевым входом

тельной влажности вплоть до $\phi=100\%$ и для значений статической температуры от -40 до $+40^\circ\text{C}$.

Испытания вихревого измерителя с осевым входом проводились [127] на вращающейся штанге радиусом около 5 м, позволившей получать довольно высокую точность измерений, а также на самолете.

Результаты испытаний показали, что вихревой измеритель с осевым входом, не требуя поправок или регулировок в стационарных условиях, позволяет измерять статическую температуру с точностью $\pm 0,3^\circ$ при скоростях до 800 км/час ($M_n=0,75$) при различных условиях полета, включающих дождь, снег, облака, при различных высотах и температурах.

Как первая, так и вторая конструкция вихревых измерителей статической температуры оказались непригодными для работы на околозвуковых скоростях полета. Это объясняется недостаточным вакуумом в приосевой области соплового сечения, создаваемым вихревой трубой с открытым горячим концом.

Поэтому перспективным будет применение для этой цели самовакуумирующейся вихревой трубы, создающей значительный вакуум и соответствующий эффект охлаждения в приосевой области соплового сечения.

Возможности самовакумирующейся вихревой трубы создавать в ядре вихря эффекты, превышающие изоэнтропные по параметрам на входе и выходе, согласно исследованиям [28] могут быть отображены кривыми, построенными для высот более 11 км и случая прямого скачка перед диффузором, представленными на рис. 10.4.

Значения достижимых эффектов охлаждения в ядре вихря значительно превышают эффект динамического нагрева при торможении потока, что сохраняется до $M_n = 2,2$. До этого значения M_n может быть расширен диапазон измерителя статической температуры окружающей среды в полете при использовании самовакумирующейся вихревой трубы в качестве его основы.

Возможность измерения статической температуры в полете при наличии измерителя температуры торможения позволяет также определять скорость и число M_n относительно окружающей среды.

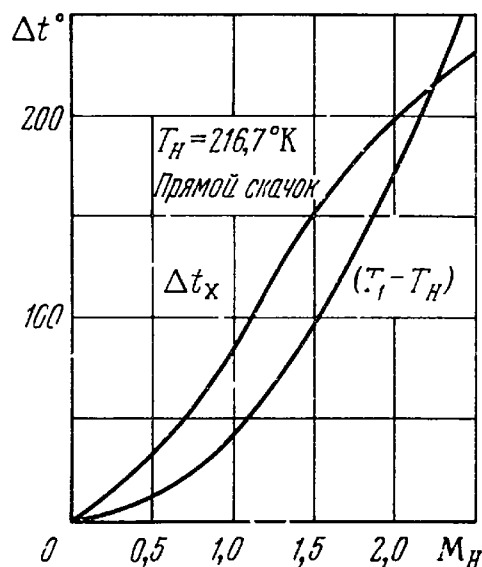


Рис. 10.4. Кривые эффекта охлаждения в ядре динамической вихревой трубы и динамического подогрева

10.3. ВИХРЕВОЙ АВИАЦИОННЫЙ ГИГРОМЕТР

Способность работающей на скоростном напоре самовакумирующейся вихревой трубы компенсировать с избытком динамический нагрев позволяет рассмотреть возможность ее использования в качестве охлаждающего устройства бортового конденсационного гигрометра.

Принципиальная конструкция его, вероятно, ничем не будет отличаться от конструкции описанного в разд. 9.2 вихревого гигрометра ВГ-2.

Для возможности измерения малых значений относительной влажности φ необходимо, чтобы вихревой гигрометр имел значительный запас по эффекту охлаждения по сравнению с динамическим нагревом, т. е. охлаждал свой чувствительный элемент до температуры более низкой, чем статическая температура T_n окружающей среды.

Величину переохлаждения приосевых слоев ниже температуры T_n можно определить из кривых рис. 10.4; она представляет собой разность температур между кривыми, соответствующую данному M_n полета.

Кривые рис. 10.4 соответствуют температуре $T_n = 216,7^\circ \text{K}$, т. е. высотам более 11 км.

Но на основе независимости относительной температуры θ_x от абсолютного значения температуры (см. разд. 2.2) приходим к выводу о пропорциональности эффектов охлаждения ядра

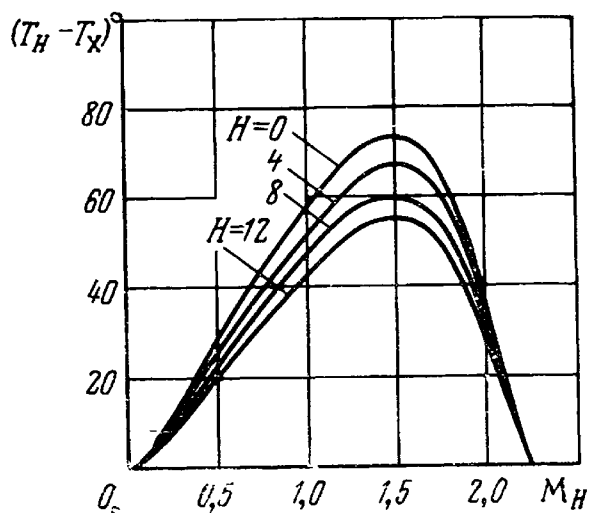


Рис. 10.5. Кривые эффектов переохлаждения в ядре динамической вихревой трубы

вихря абсолютной температуре перед вихревой трубой.

А так как температура T_1 пропорциональна абсолютной температуре T_n , то и разность $(T_1 - T_x)$ пропорциональна T_n .

На основании этого легко перестроить кривые рис. 10.4 на температуры T_n , соответствующие меньшим высотам.

На рис. 10.5 построены кривые значений $(T_n - T_x)$ для высот $H = 0, 4, 8, 12$ км, которые показывают на возможность значительного переохлаждения приосевых элементов вихря ниже ста-

тической температуры окружающей среды, что позволяет измерять вихревым гигрометром влажность до $\varphi < 1\%$ на режиме максимального эффекта переохлаждения, соответствующего $M_n = 1,5$.

Малая инерционность вихревого гигрометра делает его очень удобным в случае применения для метеорологического зондирования атмосферы с самолета, летящего с $M_n = 1,5$, при этом его легко оборудовать самопишущим механизмом.

В случае установки вихревого авиационного гигрометра на дозвуковых самолетах он может питаться сжатым воздухом, отбираемым от компрессора двигателя.

10.4. ПРИМЕНЕНИЕ ВИХРЕВОЙ ТРУБЫ ДЛЯ ОХЛАЖДЕНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ

Определенные в разд. 10.1 пределы позволяют широко использовать вихревую трубу в схемах для охлаждения отдельных элементов летательных аппаратов.

Имеется большое число патентов [87, 88, 89, 90, 92, 93, 130, 131] на подобные устройства.

Не разбирая их всех подробно, следует заметить, что наиболее интересным из этих устройств является предложенная Грином [88] каскадная схема кондиционирования самолетных устройств (кабины, радиооборудования).

Эта схема близка к рассмотренной нами в разд. 10.1 компрессорной схеме, но отличается тем, что в ней холодный поток охлаждает сжатый воздух, идущий на питание второй вихревой трубы, а холодный поток последней идет на охлаждение объекта. Таким образом, предложенная Грином схема является двухкаскадной.

Если принять расход холодного потока первой вихревой трубы равным расходу охлаждаемого им сжатого воздуха, идущего на питание второй вихревой трубы, и пренебречь потерями в противоточном теплообменнике, то температура получаемого из второй вихревой трубы холодного потока согласно выражению (6.29) определится такой зависимостью

$$T_x = T_n (1 + 0,2M_n^2) \cdot \theta_x, \quad (10.9)$$

где

$$\theta_x = 1 - \eta \left(1 - \frac{1}{\pi^{0,286}} \right),$$

а π определяется по выражению (10.8).

Расчеты показывают [46], что двухкаскадная схема позволяет получать холодный поток с температурой $+20^\circ\text{C}$ до значения $M_n = 3,5$ на высоте $H > 11$ км.

В патенте Грина [92] предлагается использование вихревой трубы в установке для кондиционирования кабины космического корабля в условиях невесомости, когда из-за отсутствия естественной конвекции необходимо создание принудительной циркуляции кабинного воздуха.

В предложенной схеме вихревая труба работает на парообразном кислороде, подаваемом из баллона, и осуществляет охлаждение и обогащение кислородом кабинного воздуха.

На самолетах всегда целесообразно приготавливать охлажденный воздух непосредственно у места его потребления.

Это объясняется двумя важными причинами: уменьшением потерь холода при сокращении холодопроводов и заметное сокращение веса подводящей системы, так как подвод сжатого воздуха от двигателя осуществляется по неизолированным трубам малого сечения, а для транспортировки охлажденного потока необходимы хорошо теплоизолированные трубы большого сечения.

С этой точки зрения целесообразно систему общего кондиционирования кабины самолета перевести на местное душирование с индивидуальными вихревыми трубами в каждой точке, что создает дополнительное удобство благодаря возможности индивидуальной регулировки желаемой температуры от охлаждения до подогрева.

Возможность местного получения холода является важным достоинством вихревых труб, масштаб которых может быть как угодно малым.

Например, вихревая труба диаметром 1 мм и длиной 10 мм (близкая к размерам полупроводниковых элементов), расходуя около 15 л воздуха в минуту может обеспечить отвод от полупроводникового элемента рассеиваемой мощности порядка 5 вт.

Это делает ее незаменимым устройством для стабилизации температуры отдельных ответственных элементов полупроводниковых электронных устройств летательных аппаратов [45].

При отсутствии источников сжатого газа миниатюрная вихревая труба может работать от специального бортового баллончика сжатого воздуха или другого газа.

Самовакумирующаяся вихревая труба также с успехом может быть использована для охлаждения отдельных элементов авиационного электронного оборудования. Работая на динамическом напоре, она создает очень высокие эффекты охлаждения и может интенсивно охлаждать помещенное в осевой зоне цилиндрическое тело.

Как известно, порог чувствительности фотоумножителей ограничен силой темнового тока, который может быть заметно уменьшен за счет охлаждения фотоумножителя или его катода.

Чувствительность фотоспротивлений увеличивается в несколько раз при снижении их температуры, что также можно реализовать с помощью самовакумирующейся вихревой трубы.

К этим же случаям можно отнести потребность охлаждения мишени передающих телевизионных трубок типа «Видикон» для повышения качества передаваемого изображения и срока службы трубки.

Из-за отсутствия достаточных исследований мы не имеем возможности остановиться подробно на вопросах использования вихревой трубы в качестве эффективного и малогабаритного теплообменного устройства [87].

Благодаря высоким температуре и скорости закрутки периферийного потока, коэффициент теплообмена между вихрем и стенкой трубы имеет величину [90] порядка $1000 \frac{\text{ккал}}{\text{м}^2 \cdot \text{час} \cdot \text{град}}$.

Еще более высокое значение его наблюдается при теплообмене в вихревой трубе с водяным вихрем.

Ввиду этого вихревая труба может найти широкое применение в авиационных теплообменных устройствах — теплообменниках и конденсаторах жидких металлических теплоносителей атомных силовых установок.

Многогранность свойств вихревого эффекта не позволяет предугадать все случаи его применения в технике наших дней, но не вызывает сомнения, что в будущем он послужит основой для разрешения многих специфичных задач малой энергетики.

БИБЛИОГРАФИЯ

1. Абрамович Г. Н., Прикладная газовая динамика, ГИТТЛ, 1953.
2. Абрамович Г. Н., Теория турбулентных струй, ГФМИ, 1960.
3. Акунов В. Н., Дубинский М. Г., Струйная мельница для тонкого измельчения материалов. Авторское свидетельство № 118693, 1958.
4. Алексеев В. П., Исследование эффекта вихревого температурного разделения газов и паров, ОТИХП, Диссертация, 1954.
5. Алексеев Т. С., О природе эффекта Ранка, ИФЖ, 1964, № 4.
6. Алексеев Т. С., Низкотемпературная сепарация природных газов с помощью вихревой трубы, Труды Краснодарского филиала всесоюзного Нефтегаз НИИ, вып. 11, 1963.
7. Бродянский В. М., Лейтес И. Л., О градиенте температуры в трубе Ранка—Хилша, ИФЖ, № 1272, 1960.
8. Бродянский В. М., Лейтес И. Л., Зависимость величины эффекта Ранка от свойств реальных газов, ИФЖ, 1962, № 5.
9. Бродянский В. М., Мартынов А. В., Вихревая труба с внешним охлаждением, Холодильная техника, 1964, № 5.
10. Бродянский В. М., Мартынов А. В., Вихревая труба для сепарации природного газа, Новости нефтяной и газовой техники, 1962, серия - - газовое дело № 5, 33.
11. Бродянский В. М., Мартынов А. В. Зависимость эффекта Ранка—Хилша от температуры, Теплоэнергетика, 1964, № 6.
12. Вулис Л. А., Об эффекте Ранка, Известия АН СССР, ОТН, 1957, № 10.
13. Вулис Л. А., Кострица А. А., Элементарная теория эффекта Ранка, Теплоэнергетика, 1962, № 10.
14. Гандельсман А. Ф., Илюхин Н. В., Науриц Н. П., Исследование термоэлементов как измерителей температуры в потоке газа высокой скорости, ЖТФ, XXII, вып. 2, 1952.
15. Гольдштик М. А., К теории эффекта Ранка, Известия АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение, 1963, № 1.
16. Гродзовский Г. Л., Кузнецов Ю. Е., К теории вихревой трубы, Известия АН СССР, ОТН, 1954, № 10.
17. Губкина Г. И., Получение холода турборасширением воздуха в тепло-холодильном агрегате, Труды Гос. НИИ, ГВФ, вып. В, 1961.
18. Гуляев А. И., Исследование вихревого эффекта, ЖТФ, вып. 10, 1965, № 35.
19. Гуляев А. И., Эффект Ранка при низких температурах, ИФЖ, т. IX, 1965, № 3.
20. Дейч М. Е., Лихерзак Е. Е., О вихревых эффектах в турбинной ступени, Известия АН СССР, Энергетика и транспорт, 1964, № 1.
21. Дубинский М. Г., Вихревой вакуум-насос, Известия АН СССР, ОТН, 1954, № 9.
22. Дубинский М. Г., О вращающихся газовых потоках, Известия АН СССР, ОТН, 1954, № 8.

23. Дубинский М. Г., Вихревой энергоразделитель, Известия АН СССР, ОТН, 1955, № 6.
24. Дубинский М. Г., Течение вращающихся потоков газа в кольцевых каналах, Известия АН СССР, ОТН, 1955, № 11.
25. Дубинский М. Г., Вихревые аппараты, Известия АН СССР, ОТН, 1955, № 8.
26. Дубинский М. Г., и др., Вихревой энергоразделитель, Авторское свидетельство № 128471, 1960.
27. Ентов В. М., Калашников В. Н., Райский Ю. Д., Работа вихревой трубы на природном газе, Газовая промышленность, 1964, № 4.
28. Колышев Н. Д., Исследование низкотемпературной вихревой трубы с щелевым диффузором, Диссертация, Куйбышевский авиационный институт, 1965.
29. Ландау Л., Лифшиц Е., Механика сплошных сред, Гостехиздат, 1944.
30. Литвин А. М., Техническая термодинамика, ГЭИ, 1947.
31. Макаров А. А., Болтянский А. И., Меркулов А. П., Экономическое сравнение методов обработки холодом обойм шарикоподшипников вихревой холодильной камерой ВХК-2 и фреоновой установкой ФДС-0,15, Отчет № 23, лаборатория № 9 Куйбышевского авиационного института, 1959.
32. Мартынов А. М., Бродянский В. М., Исследование параметров вихревого потока внутри трубы Ранка—Хилша. ИФЖ, том. XII, 1967, май.
33. Мартыновский В. С., Мельцер Л. З., О холодильном эффекте вихревой трубы, Холодильная техника, 1952, № 4.
34. Мартыновский В. С., Алексеев В. П., Эффект вихревого температурного разделения перегретых паров и опытная проверка гипотезы Хилша—Фультонна, Известия АН СССР, 1956, № 1.
35. Мартыновский В. С., Алексеев В. П., Вихревой эффект охлаждения и его применение, Холодильная техника, 1953, № 3.
36. Мартыновский В. С., Алексеев В. П., Термодинамический анализ эффекта вихревого температурного разделения газов и паров, Теплоэнергетика, 1955, № 11.
37. Мартыновский В. С., Алексеев В. П., Исследование эффекта вихревого температурного разделения газов и паров, ЖТФ, вып. 10, 1956, № 26.
38. Мартыновский В. С., Парулейкар Б., Температурное разделение воздуха на холодном конце вихревой трубы, Холодильная техника, 1959, № 2.
39. Мартыновский В. С., Парулейкар Б., Эффективность вихревого метода охлаждения, Холодильная техника, 1960, № 1.
40. Мартыновский В. С., Войтко А. М., Эффект Ранка при низких давлениях, Теплоэнергетика, 1961, № 2, 80.
41. Меркулов А. П., Стенгач С. Д., Предварительные результаты исследования вихревого карбюратора, Отчет № 56, лаборатория № 9 Куйбышевского авиационного института, 1965.
42. Меркулов А. П., Осушение сжатого воздуха методом конденсации и вымораживания, Холодильная техника, 1965, № 5.
43. Меркулов А. П., Вихревая холодильная камера, Холодильная техника, 1959, № 5.
44. Меркулов А. П., Вихревой термостат, Холодильная техника, 1960, № 6.
45. Меркулов А. П. Характеристики и расчет вихревого холодильника, Холодильная техника, 1958, № 3.
46. Меркулов А. П., Исследование вихревого холодильника, Диссертация, Куйбышевский авиационный институт, 1956.
47. Меркулов А. П., Исследование вихревой трубы, ЖТФ, т. 26, вып. 6, 1956.
48. Меркулов А. П., Совместная работа вихревой трубы и диффузора, Холодильная техника, 1962, № 4.

49. Меркулов А. П., О целесообразности использования вихревого эффекта на высоких давлениях, Труды Куйбышевского авиационного института, вып. XII, 1961.

50. Меркулов А. П., Вихревые холодильно-нагревательные установки Куйбышевское книжное издательство, 1961.

51. Меркулов А. П., Колышев Н. Д., Грубер Н. С., Отсасывающий электросварочный аппарат «Вихрь». Промышленная очистка воздуха от вредных загрязнений, ГОСИНТИ, 1964, № 11—64—753/5.

52. Меркулов А. П., Колышев Н. Д., Грубер Н. С., Гусев И. И., Вихревой гигрометр и вихревая труба для кондиционирования воздуха, Усовершенствование вентиляции и кондиционирования воздуха на промышленных предприятиях, ГОСИНТИ, 1964, № 10—64—1451/29.

53. Меркулов А. П., Гипотеза взаимодействия вихрей, Известия вузов, Энергетика, 1964, № 3.

54. Меркулов А. П., Колышев Н. Д., Экспериментальная проверка гипотезы взаимодействия вихрей, Доклады Всесоюзной конференции по перспективам развития и внедрения холодильной техники в народное хозяйство СССР, ОТИПХП, Одесса, 1962.

55. Меркулов А. П., Гусев И. И., Исследование вихревой трубы с водяной рубашкой, Отчет № 19, лаборатория № 9 Куйбышевского авиационного института, 1962.

56. Меркулов А. П., Филиппов Г. В., Гусев И. И., Исследование пограничного слоя на диафрагме вихревой трубы, Отчет № 21, лаборатории № 9 Куйбышевского авиационного института, 1962.

57. Меркулов А. П., Дорофеев В. М., Холодильная камера, Авторское свидетельство № 115180, 1958.

58. Меркулов А. П., Вихревая холодильная камера для получения низких температур в замкнутом объеме, Авторское свидетельство № 152469, 1962.

59. Меркулов А. П., Холодильная камера, Авторское свидетельство № 123986, 1959.

60. Меркулов А. П., Термостат, Авторское свидетельство № 124682, 1959.

61. Меркулов А. П., Конденсационный гигрометр, Авторское свидетельство № 155638, 1963.

62. Меркулов А. П., Колышев Н. Д., Исследование температурных полей вихревой трубы с диффузором, Труды Куйбышевского авиационного института, вып. 22, 1965.

63. Меркулов А. П., Колышев Н. Д., Распределение скорости по высоте сошла вихревой трубы, Труды Куйбышевского авиационного института, вып. 22, 1965.

64. Метенин В. И., Экспериментальное исследование рабочего процесса воздушной вихревой холодильной установки, Холодильная техника, 1959, № 4.

65. Метенин В. И., Исследование вихревых температурных разделителей сжатого газа, ЖТФ, т. 30, 1960, № 9.

66. Метенин В. И., Исследование противоточных вихревых труб, ИФЖ, т. 7, 1964, № 2.

67. Михеев М. Л., Основы теплопередачи, Госэнергоиздат, 1947.

68. Соколов Е. Я., Характеристика вихревой трубы, Теплоэнергетика, 1967, № 7.

69. Торочешников Н. С., Лейтес Н. Л., Бродянский В. М., Исследование эффекта температурного разделения воздуха в прямоточной вихревой трубе. ЖТФ, т. 28, 1958, № 6.

70. Туманский С. К. и др., Вихревой реактивный холодильник, Авторское свидетельство № 129209, 1960.

71. Чарный Н. А., К теории вихревого холодильника, Известия АН СССР, ОТН, Механика и машиностроение, 1962, № 6.

72. BERTIN J., Modified Hilsch Apparatus for Producing Hot and Cold Air Streams, Journal of Scientific Instruments, Vol. 28, August, 1951.

73. BLABER M. P., A Simply Constructed Vortex Tube for Producing Hot and Cold Air Streams, *Journal of Scientific Instruments*, Vol. 27, June, 1950.
74. BÖDEWADT U. T., Die Drehströmung über festen Grunde, *ZAMM*, 20, 1940.
75. BOURGEAT M., FABRI J., SCESTRUNCK R., Separation Thermique dans les Fluides en Rotation, *Publ. O. N. E. R. A.*, No. 102, 1961.
76. BURKNARDT G., Theoretical Contribution to the Work of R. Hilsch on the Vortex Tube, Translation by R. C. Murray from *Zeitschrift für Naturforschung*, Vol. 3a, No. 1, January, 1948.
77. CLAMPETT J. B., Thermal Characteristics of Energy Separation in a Turbulent Vortex, *Clustral. Chem. Engng.*, 3, No. 10, 1962.
78. COMASSAR S., The Vortex Tube, *Journal of American Society of Naval Engineers*, 63, Febr., 1951.
79. CURLEY W. R., Report on the Hilsch Vortex Tube, *Journal of Boston College Physics Society*, May, 1950.
80. DEISLER R. G., Perlmutter M., An Analysis of the Energy Separation in Laminar and Turbulent Compressible Vortex Flows, *Heat Transfer and Fluid Mechanics Institute*, 1958.
81. ECKERT E. R. G., and HARTNETT J. P., Experimental Study of the Velocity and Temperature Distribution in a High Velocity Vortex Type Flow, *Stanford University Heat Transfer Institute Conference*, June, 1956.
82. EINSTEIN M. A., and LI M., Steady Vortex Flow in a Real Fluid, *Heat Transfer and Fluid Mechanics Institute*, Stanford University Press, 1951.
83. EISLER K., and KOCH M., Das Verhalten Verschiedene Gase und die Trennung von Gasgemischen in einem Wirbelrohr, *Zeitschrift für Naturforschung*, January, 1951.
84. ERDELYI ISTVAN, Wirkung des Zentrifugalkraftfelds auf dem Wärmezustand der Gase. Erklärung der Ranque-Erscheinung, *Forsch. Geb. Ingenieurwesens*, 28, No. 6, 1962.
85. FULTON C. D., Ranque's Tube, *Refrigerating Engineering*, May, 1950.
86. GREEN P. H., Direct Evaporative Vortex Type Refrigeration System, U. S. Patent No. 2, 786, 341, March 26, 1957.
87. GREEN F. H., Air Conditioning Device, U. S. Patent No. 2, 892, 316, June 30, 1959.
88. GREEN F. H., Regenerative Vortex Cooling System, U. S. Patent No. 2, 839, 900, June 24, 1958.
89. GREEN F. R., Direct Evaporative Vortex Tube Refrigeration System, U. S. Patent, March 26, 1957.
90. GREEN F. H., Air Conditioning Device, U. S. Patent No. 2, 892, 316, June 30, 1959.
91. GREEN F. H., Axial Flow Vortex Tube Mechanism, U. S. Patent No. 2, 790, 310, April 30, 1957.
92. GREEN F. H., Air Conditioning System for Space Ships, U. S. Patent No. 2, 873, 582, Feb. 17, 1959.
93. GREEN F. H. Vortex Tube with Flow Control Means, U. S. Patent No. 2, 904, 965, Sept. 22, 1959.
94. HARDEBOL J., The Velocity and Temperature Fields in a Vortex Tube, *Ingenieur (Nederland)*, 71, No. 25, 1959.
95. HEFNER F. E., Characteristics of Jacketed Vortex Tube, *ASHRAE Journal*, Vol. 1, No. 9, Sept., 1959.
96. HENDAL W. P., Process for Cooling a Gas, U. S. Patent No. 2, 870, 611, Jan. 27, 1959.
97. HENDAL W. P., Vortex Tube and Method of Operating a Vortex Tube, U. S. Patent No. 2, 907, 174, Oct. 6, 1959.

98. HENDAL W. P., Generation of Cold by Expansion of a Gas in a Vortex Tube, U. S. Patent No. 2, 893, 214, July 7, 1959.
99. HENDAL W. P., Vortex Tube with Divergent Hot End, U. S. Patent No. 2, 893, 215, July 7, 1959.
100. HILSCH R., Die Expansion von Gasen in Zentrifugalfeld als Kaelterprozess, Zeitschrift fur Naturforschung, Jan., 1946.
101. HOLMAN J. P., and Moore G. D., An Experimental Study of Vortex Chamber Flow, Trans. ASME, D-83, No 4, 1961.
102. INMAN R. M., Energy Separation in Laminar Vortex-Type Slip Flow, AIAA Journal, 1, No. 6, 1963.
103. JONSON A. V., Quantitative Study of the Hilsch Heat Separator, Canadian Journal of Research, 25, 299, Sept., 1947.
104. KASSNER R. and KNOERNSCHILD E., Friction Laws and Energy Transfer in Circular Flow, Technical Report No. F-TR-2198-N8, GS-USAF, Wright Patterson Air Force Base, No. 78, March, 1948.
105. KEYES J. J. Jr., Experimental Study of Flow and Separation in Vortex Tubes with Application to Gaseous Fission Heating, A. R. S. Journal, Vol. 31, No. 9, 1961.
106. KEYES J. J. Jr., An Experimental Study of Gas Dynamics in High Velocity Vortex Flow, Report at Stanford University Conference, June 15-17, 1960.
107. KERREBROCK J. L., Diffusion in Neutral and Ionised Gases with Extreme Pressure Gradient, California Institute of Technology, Pasadena, California, 1959.
108. KNOERNSCHILD E., and MORGENSON, Application of Hilsch Tube to Aircraft and Missiles, A. I. T. 33095, Army Air Force, Air Material Command Engineering Division. Equipment Laboratory, Serial No. MCREXE-664-510 A 45-USAF-Wright-Patterson, 128, June 10, 1948.
109. KREITH F., and MARGOLIS D., Heat Transfer and Friction in Swirling Turbulent Flow, Heat Transfer and Fluid Mechanics Institute, Stanford University Press, 1958.
110. LAY J. E., An Experimental and Analytical Study of Vortex-Flow Temperature Separation by Superposition of Spiral and Axial Flows, Parts I and II, Journal of Heat Transfer. Trans. of the ASME, Series C, Aug., 1959.
111. LAY J. E., and LEE B. C., A Study of the Influence of Entry Angle in Vortex Flow Temperature Separation, an ASME Publication, Paper No. 60-WA-239.
112. LESLIE M. MACK, The Compressible, Viscous, Heat-Conducting Vortex, Progress report No. 20-332 Jet Propulsion Laboratory California Institute of Technology, Pasadena, California, May 1, 1959.
113. LEVITT B. B., Vortex Type Air Cooler, U. S. Patent No. 2, 731, 811, Jan. 24, 1956.
114. LINDENBLAD N. E., Refrigeration Arrangement Utilising the Ranque Tube, U. S. Patent No. 2, 689, 525, Jan. 4, 1955.
115. MAC-GEE ROY Jr., Fluid Action in the Vortex Tube. Refrigerating Engineering, Oct., 1950.
116. MAC L. M. and WAGENER P., A Compressible, Viscous, Heat-Conducting Vortex Flow, Progress Report No. 20-382, Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology, Pasadena, California, May 1, 1959.
117. MACOTO SUSUKI, Theoretical and Experimental Studies on the Vortex Tube, Sci. Papers I. P. C. R., Vol. 54, No. 1, 1960.
118. Merkulov A. P., Drake R. M., Journ. An experimental investigation of a coupled vortex tube and radial flow diffusor, University of Kentucky Bulletin, vol. 22, No. 2, April, 1967.
119. MILTON R. M., Maxwellian Demon at Work, Industrial and Engineering Chemistry (Ind. Ed.). Vol. 38, No. 5, 1947.

120. PACKER L. S., and Box N. C., Vortex Tube Free Air Thermometry, Cornell Aeronautical Laboratory, Inc., Buffalo, New-York, ASME Diamont Jubilee Annual Meeting, Chicago, Illinois, Paper No. 55—A—22 (November, 1955).
121. Parulekar B. B., Performance of Short Vortex Tube, J. Inst. Engrs. (India), 6, No. 4, 1960.
122. RANQUE G. J., Experiences sur la Detente Giratoire avec Productions Simultanees d'un Echappement d'Air chaud et d'Air froid, Journal de Physique et le Radium, Suppl. p. 112 (1933).
123. RANQUE G. J., Method and Apparatus for Obtaining from Fluid Under Pressure Two Currents of Fluids at Different Temperatures, U. S. Patent No. 1,952,281, March, 1934.
124. REYNOLDS A. J., On the Dynamics of Turbulent Vortical Flow, Z. Angew. Math. and Phys., Vol. 12, No. 2, 1961.
125. REYNOLDS A. J., Energy Flows in a Vortex Tube, Z. Angew. Math. and Phys., Vol. 12, No. 4, 1961.
126. REYNOLDS A. J., A Note on Vortex Tube Flows, Journal Fluid Mechanics, Vol. 14, No. 1, 1962.
127. RUSKIN R. E., SCHECTEP R. M., DINGER J. E. and MERRILL J. E., Development of the NRL Axial Flow Vortex Thermometer, Naval Research Laboratory Report No. 4008, Sept. 4, 1952.
128. SAVINO J. M., RAGSDALE R. G., Temperature and Pressure Measurements in Confined Vortex Fields, Paper No. 60—SA—4, Journal of Heat Transfer, Trans. ASME, 1961.
129. SCHEPER G. S. Jr., The Vortex Tube-Internal Flow Data and a Heat Transfer Theory, Refrigerating Engineering, 59, October, 1951.
130. SCHELP, H. R., Air Cycle Cooling Device Employing Vortex Tube, U. S. Patent No. 2,720,091, Oct. 11, 1955.
131. SHIELDS J. T., Device for Heating and Cooling Vehicles, U. S. Patent No. 2,669,101, Febr. 16, 1954.
132. SCHOWALTER W. R., and JONSTONE H. F., Characteristics of the Mean Flow Patterns and Structure of Turbulence in Spinal Gas Streams, A. I. Ch. E. Journal, Vol. 6, No. 4, Dec., 1960.
133. SCHULTZ-GRUNOW F., How the Ranque—Hilsch Vortex Tube Operates, Refrigerating Engineering, 59, Jan., 1951.
134. SIBULKIN M., Unsteady, Viscous, Circular Flow,
Part 1. The Line Impulse of Angular Momentum, Journal Fluid Mech., Vol. 11, No. 2, 1961.
Part 2. The Cylinder of Finite Radius, Journal Fluid Mech., Vol. 12, No. 1, 1962.
Part 3. Application to the Ranque—Hilsch Vortex Tube, Journal Fluid Mech., Vol. 12, No. 2, 1962.
135. SPAHIN J., CSERVENY I., Influence de quelques parametres constructifs sur le fonctionnement du turbillonneur frigorifique, Rev. Electrotechn. et Energ. (R. P. R.), B7, No. 2, 1962.
136. SPRENGER H., Beobachtungen an Wirbelrohren, Zeitschr. für Angew. Mathem. und Phys., 11, 5, 1951.
137. SHIELDS J. T., Device for Heating and Cooling Vehicles, U. S. Patent No. 2,669,101, Febr. 16, 1954.
138. TAKAHAMA HEISHICHIRO, KAWASHIMA KINICHI, An Experimental Study of Vortex Tubes, Mem. Fac. Engng. Nagoya Univ., Vol. 12, No. 2, 1960.
139. VAN DEEMTER J. J., On the Theory of the Ranque-Hilsch Cooling Effect, Applied Scientific Research, Netherlands, Sec. A, Vol. 3, 1952.
140. VONNEGUT B., Vortex Thermometer for Measuring True Air Temperatures and True Air Speeds in Flight, The Review of Scientific Instruments, Vol. 21, No. 2, Febr., 1950.

141. VON LINDE R. A. K., Cooling of Compressed Gas, U. S. Patent No. 2,741,899, April 17, 1956.
 142. WANG KUO CHANG, Vortex Flow in a Dissociating Gas, Journal Aero-Space Science, 29, No. 5, 1962.
 143. WEBSTER D. S., An Analysis of the Hilsch Vortex Tube, Refrigerating Engineering, Febr., 1950.
 144. WU T. YAO-TSU, Two Dimensional Sink Flow of a Viscous, Heat-Conducting, Compressible Fluid, Quarterly of Applied Mathematics, Vol. 13, No. 4, Jan., 1956.
 145. YEH H., Boundary Layer Along Annular Walls in a Swirling Flow, Trans. ASME, Vol. 80, 1958.
-

ОГЛАВЛЕНИЕ

	<i>Стр.</i>
Введение	5
<i>Глава I.</i> Вихревой эффект и его экспериментальное исследование . . .	7
1.1. Сущность вихревого эффекта и конструкции вихревых труб .	7
1.2. Экспериментальное исследование вихревого эффекта	12
<i>Глава II.</i> Основы теории вихревого эффекта	22
2.1. Основные теоретические разработки и их сравнение с экспери- ментальными исследованиями	22
2.2. Экспериментальная проверка гипотезы взаимодействия вихрей	41
<i>Глава III.</i> Вихревая труба как генератор тепла и холода	49
3.1. Обобщенные характеристики вихревой трубы	49
3.2. Влияние масштаба вихревой трубы	53
3.3. Учет уровня давлений	55
3.4. Учет влажности газа	55
3.5. Расчет вихревой трубы	58
3.6. Примерный расчет	62
3.7. Экономическая эффективность вихревой трубы	64
<i>Глава IV.</i> Особые виды вихревых труб	65
4.1. Охлаждаемые вихревые трубы	65
4.2. Коническая вихревая труба	69
4.3. Самовакуумирующаяся вихревая труба	70
<i>Глава V.</i> Вихревая труба как вакуум-насос	74
5.1. Принцип работы вихревого вакуум-насоса	74
5.2. Вихревой вакуум-насос ДКМ	76
5.3. Отсасывающий аппарат «Вихрь»	78
5.4. Расчет вихревого вакуум-насоса	83
<i>Глава VI.</i> Пути увеличения эффективности вихревой трубы	93
6.1. Утилизация энергии горячего потока	93
6.2. Раскрутка холодного потока	99
6.3. Регенерация холода	100
6.4. Осушка питающего сжатого газа	105
6.5. Отвод пограничного слоя диафрагмы и устранение вторичного вихревого эффекта	108
6.6. Каскадные и ступенчатые схемы	109
<i>Глава VII.</i> Вихревые холодильно-нагревательные установки	113
7.1. Общие принципы проектирования	113
7.2. Вихревые холодильные камеры с теплообменником и эжектором	119
7.3. Вихревые термостаты	122
7.4. Расчет и характеристики вихревых холодильно-нагревательных установок	126

	<i>Стр.</i>
<i>Глава VIII. Осушка газов в схемах конструкций с вихревой трубой</i>	145
8.1. Вихревой регенеративный осушитель с сохранением давления осушиваемого газа	145
8.2. Вихревой регенеративный осушитель с потерей давления осушиваемого газа	148
8.3. Вихревой осушитель-пистолет	149
<i>Глава IX. Аппараты с самовакуумирующейся вихревой трубой</i>	153
9.1. Вакуумная вихревая холодильная камера	153
9.2. Вихревой гигрометр	156
9.3. Охлаждение цилиндрических тел в самовакуумирующейся вихревой трубе	160
9.4. Вихревой карбюратор	162
<i>Глава X. Применение вихревой трубы и вихревых устройств в летательных аппаратах</i>	166
10.1. Скоростные пределы использования вихревой трубы в летательных аппаратах	166
10.2. Вихревой термометр для измерения статической температуры окружающей среды в полете	169
10.3. Вихревой авиационный гигрометр	171
10.4. Применение вихревой трубы для охлаждения элементов летательных аппаратов	172
Библиография	175



Авторские исправления

Страница	Строка	Напечатано	Следует читать
15	формула (I.11)	0,313η	0,313μ
71	16 снизу	ρ	ρ_1^*

Заказ 2884/1355

Александр Петрович Меркулов

ВИХРЕВОЙ ЭФФЕКТ И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ В ТЕХНИКЕ

Редактор *А. В. Попов*
Техн. редактор *В. И. Орешкина*

Художник *Н. Т. Дворников*
Корректор *Е. П. Карнаух*

Г—00492	Сдано в набор 9/XII 1968 г.	Подписано в печать 25/III 1969 г.
Формат 60×90 ¹ / ₁₆	Печ. л. 11,50	Уч.-изд. л. 10,90
Бум. л. 5,75	Бумага № 1	Тираж 3000 экз.
Цена 68 коп		Тем. план 1968 г.
		Зак. № 1355
		№ 362

Издательство «Машиностроение», Москва, К-51, Петровка, 24
Московская типография № 8 Главполиграфпрома
Комитета по печати при Совете Министров СССР,
Хохловский пер., 7. Зак. 2884

Цена 68 коп.