

УДК 621.565.83

РАЗРАБОТКА РАСЧЕТА ВИХРЕВЫХ ТРУБ РАНКА–ХИЛША*

В.И. Коновалов¹, А.Ю. Орлов¹, Т. Кудра²

Кафедра «Технологические процессы и аппараты»

ФГБОУ ВПО «ТГТУ» (1); kvipri@ce.tstu.ru;

CanmetENERGY – Varennes; Mac-Gill University; Montreal, Canada (2)

Ключевые слова и фразы: вихревая труба; вихревой эффект; вязкостная диссипация; газогидродинамический расчет; нагрев торможением; расширительное охлаждение; температурная сепарация; уравнение квадратов давлений.

Аннотация: Показаны противоречия в толковании механизма вихревого эффекта температурной сепарации и отсутствие базы для его научно-физического расчета. Предложен и развивается инженерный газогидродинамический метод расчета, основанный на определении сопротивлений вихревой трубы и ее элементов. Получено уравнение для расчета разности квадратов давлений, логарифмически учитывающее расширение сжимаемой среды. Последующий тепловой расчет выполняется на базе достоверно установленных явлений нагрева торможением, расширительного охлаждения и вязкостной диссипации с введением поправок «на реальность». Создана экспериментальная установка, приводятся результаты обширных экспериментов с семью вариантами вихревых труб и методика их статистической обработки. Конечный вид уравнений уточняется по экспериментам для конкретных типов вихревых труб.

1. Основной физический феномен вихревого эффекта Ранка [1, 2] – это температурная стратификация сплошной среды: разделение исходного закрученного потока воздуха (газа, пара, жидкости) с равномерной по сечению начальной температурой на входе на два выходящих потока – «горячий» периферийный и «холодный» осевой. Этот нетривиальный (странный, парадоксальный, неожиданный, загадочный) эффект часто называют «демоном Максвелла» из мысленного эксперимента Джеймса Кларка Максвелла (James Clerk Maxwell, 1867 г.) с гипотетическим существом, которое может, управляя заслонкой отверстия между двумя сосудами, пропускать «горячие» молекулы и не пропускать «холодные», в результате чего осуществляется нагрев и охлаждение без видимой затраты энергии.

Разделение исходного продукта на какие-либо его составляющие (по концентрации компонентов, по плотности фаз (в том числе по ее изменению от температурного расширения), по размеру частиц и пр.) является значительной частью всех процессов и аппаратов химической и родственных технологий и широко распространены в природе. Но во всех процессах разделения эти разные составляющие уже присутствуют в разделяемой смеси. Здесь же исходная среда чаще является гомогенной (и даже однокомпонентной), а «горячие» и «холодные» молеку-

* Настоящий краткий вариант статьи печатается в дискуссионном порядке.

лы – это одни и те же молекулы с разной кинетической энергией в соответствии с функцией распределения молекул по скоростям того же Максвелла.

В науке и технике основные вопросы разделения состоят в минимизации энергозатрат, в максимально достижимых КПД, а еще не очень давно (а иногда и сейчас в условиях рынка) – в попытках создания (или недобросовестной рекламы) вечного двигателя второго рода.

Фундаментальный интерес к проблемам такого рода приводит в популярной среде к широкой экстраполяции образа «демона разделения» («демона Максвелла») на разные ситуации в природе и в жизни, вплоть до «тепло – холод» ~ «добро – зло», и довольно часто встречается в литературе, например, в книгах братьев Стругацких, Станислава Лема и др., в кино, в компьютерных играх и пр.

Однако, с другой стороны, по вполне обоснованному мнению Гуцола «...большинство физиков просто не слышали о таком ярком эффекте, который, безусловно, следовало бы изучать в общем курсе физики...» [4].

В профессиональной области (и около) количество публикаций с попытками объяснения и расчета эффекта Ранка огромно – есть даже лозунг Лейтеса «Каждому трудящемуся – свое уравнение вихревой трубы!» [3]. Однако до настоящего времени неизвестно никаких физических (не виртуальных) механизмов температурно-сепарационного эффекта и пока не видно перспектив их открытия.

2. В вихревых (закрученных) потоках, кроме температурного разделения, имеется еще ряд других эффектов, используемых в технике, – дробление твердых частиц, диспергирование жидкостей, сепарация дисперсных систем, активизация гидродинамики и теплообмена и др.

Краткий обзор общих особенностей и экспериментальной техники по вихревым трубам (ВТ), в основном, применительно к процессам сушки, был дан в наших предыдущих докладе [1] и статье [2].

В настоящей статье, основанной на изучении многочисленных публикаций, на анализе методов газо-, гидро- и термодинамики для процессов такого рода и применении этих методов к ВТ, а также на результатах наших экспериментов с семью вариантами ВТ, предложен метод инженерного расчета ВТ, поскольку попытки физического объяснения эффекта Ранка оказались безуспешными.

3. Принципиальная схема ВТ представлена на рис. 1 для двух основных вариантов труб – противоточного и прямоточного. Уже отсюда начинаются противоречия в объяснении как механизма температурной сепарации, так и соответственно в оценке устройства ВТ: в большинстве публикаций эти варианты подразумеваются практически равноценными, но некоторые ведущие профессионалы в этой области считают противоточную трубу единственно приемлемой, а другие показывают¹, что прямоточная труба может обладать даже большей температурной эффективностью.

В вихревой трубе подаваемый тангенциально с высокой скоростью сжатый воздух закручивается (например, в улитке 2, см. рис. 1) и движется прижатым центробежными силами к стенке трубы *1* винтовым потоком. Часто пишут про около- и сверхзвуковые потоки² в вихревых трубах, однако, убедительно показано,

* Такого рода противоречия присутствуют почти без исключения во всех толкованиях причин вихревого эффекта и в оценке эффективности деталей конструктивного исполнения элементов ВТ. Это вызывается сегодняшней «необъяснимостью» результирующего эффекта температурного разделения и желанием найти ему объяснение любыми путями. Инициировать конфронтацию авторов с разными толкованиями и мнениями в таких условиях явно нецелесообразно. Предпочитают «фигуру умолчания» (Figure of Omission). Поэтому сопоставительных ссылок мы в данной статье не приводим. Но для более наглядного представления общего состояния понимания проблемы мы будем по ходу изложения помечать упоминаемые противоречия в толковании эффекта Ранка (составлена сводная таблица таких эффектов, толкований и схем) верхним жирным порядковым номером, например ¹ (прим. автора).

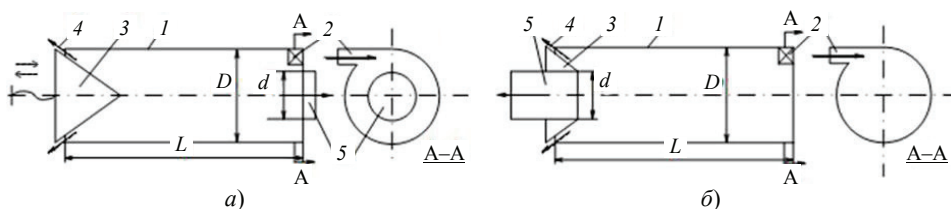


Рис. 1. Принципиальная схема вихревых труб (ВТ) (по [4]):

a – противоточный тип; *б* – прямоточный тип; 1 – корпус ВТ; 2 – подача сжатого газа (или другой среды) и закрутка потока; 3 – выходной регулируемый клапан; 4 – выход горячего потока через периферийную кольцевую щель; 5 – выход холодного потока через центральную диафрагму

что их достижение оказывается нереальным из-за появления скачков уплотнения в элементах трубы. К другому концу трубы выпускаемая через дроссель 3 часть газа 4 оказывается нагретой. Остальная часть газа движется центральной струей обратно и выходит прямо за улиткой через центральное отверстие – диафрагму 5, оказываясь при этом охлажденной. Почему так происходит – непонятно.

Изучен и понятен ряд механизмов нагрева газа. Также изучен и ясен ряд причин охлаждения газа. Но чтобы в одном процессе одновременно происходило и охлаждение, и нагревание – это наблюдается только в вихревой трубе и пока необъяснимо. Точнее – объяснений несколько десятков, но все они, сказать помягче, «виртуальны» (физически неубедительны, наукообразны, умозрительны – но английский перевод “speculative” по-русски выглядит неоправданно грубо) и противоречивы. При этом, к сожалению, некоторые ключевые эксперименты, считающиеся доказательствами таких объяснений, являются единственными.

Прежде всего, сразу следует отметить и всегда иметь в виду (когда целью вихревого эффекта является термосепарация), что этот закрученный центробежный поток в вихревой трубе – весьма «специфический»: во всех десятках тысяч работающих в промышленности центробежных устройствах – от грубых циклонов-пылеуловителей и жидкостных сепараторов (капли-эмульсии) до тонких изотопных (молекулы) газовых ультрацентрифуг [5–8] – везде тяжелый продукт отбрасывается к периферии. В вихревых трубах имеем парадокс – здесь, наоборот, на периферии оказывается горячая – то есть более легкая фракция³. Почему – непонятно. Гольцшик в своей авторитетной монографии [9] о гидродинамических парадоксах этого эффекта не рассматривает, хотя много занимался центробежными псевдооживленными слоями [10].

В одной из последних гипотез [4] Гуцолом выдвигается соображение, что центробежные силы действуют в вихревой трубе не на более легкие горячий поток^{3а} или молекулы^{3б}, а на более быстрые «турбулентные микрообъемы»^{3с} газа с положительной пульсацией окружной скорости (и соответственно более «тяжелые»), в то время как микрообъемы с отрицательными пульсациями скорости (более «легкие») смещаются к центру. Этим объясняется и эффективность прямоточных^{1а} труб, и даже термосепарация при работе вихревых труб на воде^{4,5а}. Пока эта гипотеза «материального» подтверждения не получила и возможностей инструментального обнаружения и измерения пульсационных характеристик таких микрообъемов (промежуточных между молекулами и микровихрями) не существует. Приводимые Гуцолом «наглядные» объяснения такого эффекта разделением чаинок в центре вращающейся жидкости в стакане и проведенным им похожим опытом с подкраской чернилами воды с молоком во вращающемся сосуде, когда чернила собираются по центру поверхности, являются ошибочными [4!], поскольку такое направление движения этих частиц естественно объясняется линиями тока в торообразных циркуляционных контурах в жидкости. Некоторая

похожая особенность имеется в пылеочистных аппаратах со встречными закрученными потоками (ВЗП) [11, 12] – там пыль обычно концентрируется на границе встречных вихрей, но для самостоятельных раздельных потоков в ВЗП это физически вполне правдоподобно и объяснимо.

По существу наиболее близким по температурному эффекту к вихревым трубам является случай поперечного обдува цилиндра скоростным потоком воздуха, описанный впервые Эккертом с сотр. в 1941–1942 гг. [13, 14!] – в институте Геринга] и затем повсеместно цитируемый (напр., в [15–17]). Здесь на лобовой части цилиндра отмечается повышенная температура, так называемая температура торможения, а на тыльной части – пониженная, даже ниже температуры набегающего потока. В 1951 г. наблюдения были подтверждены Райаном [15], а Эккертом показано [17], что это «связано с периодическим распространением вихрей, сопровождающих отрыв потока». Больше таких экспериментов и попыток их анализа не было. Причина эффекта нагрева – торможение – физически вполне ясна и описана количественно. Но имеющиеся объяснения одновременного эффекта охлаждения³ оставляют неудовлетворенность. Они сделаны, по сути, эмпирически. Физическая причина охлаждения остается непонятной.

Порознь для нагрева и охлаждения в вихревой трубе возможны объяснения, хотя тоже небезупречные и противоречивые.

Для нагрева высокоскоростного потока газа – это упомянутое торможение.

Но нагрев наблюдается и при работе вихревой трубы на воде⁴, правда при очень высоких давлениях поступающей воды от насоса. Здесь нет эффекта торможения! Про существование вихревого эффекта при работе вихревых труб на воде говорится повсеместно, но экспериментальная работа с измерением температурной сепарации на воде также, по-видимому, была единственная – Балмера [18] (хотя публикации по вихревым трубам на воде в последнее время появляются, но для разных целей пока без результатов по термосепарации). Однако здесь оба потока нагреваются выше температуры⁵ исходной воды – и периферийный, и центральный. Как возможная причина этого здесь остается, видимо, только диссипативное тепловыделение в результате вязкого трения. Но затем происходит температурное разделение по потокам – по неизвестным причинам. Балмером про диссипацию не говорится, в его первичной работе дается формальное обоснование разделения увеличением энтропии, а физическое объяснение сепарации – предполагаемой «самоорганизацией сложных структур» (в духе Пригожина, напр. [19, 20]). В последней монографии Балмера [21] про самоорганизацию в ВТ не упоминается.

Для объяснения охлаждения расширяющегося сжатого газа есть также детально изученные и промышленно используемые эффекты. Прежде всего, это изоэнтальпическое охлаждение – дросселирование – эффект Джоуля–Томсона [22]. Но при таких объяснениях умалчивается, что для воздуха в области его обычных температур на входе в вихревые трубы, дроссельный эффект ничтожен⁶ (порядка 0,25 °C/атм [23 – 25]), что в пределах точности измерений, то есть практически отсутствует. Почему же воздух охлаждается?

Возможно было бы изоэнтропическое – детандерное охлаждение [22], достигающее многих десятков градусов, – но тогда расширяющийся газ должен совершать внешнюю работу⁷. В вихревой трубе этого нет. Однако есть «виртуальные» объяснения, что расширяющийся газ сжимает соседние порции газа, работает и самоохлаждается. Как это может реализоваться материально и без перемешивания газа – тоже непонятно.

В таких условиях, когда убедительного научно-физического обоснования механизма вихревого сепарационного эффекта нет (и пока не предвидится), а инженерно-практический интерес к ВТ весьма существенен, целесообразно искать

методы расчета, опирающиеся на то, что имеется – на наиболее надежные (не «виртуальные») научные подходы, но с поправками «на реальность», находимыми в прямых экспериментах.

В любом случае, по-видимому, базовые уравнения должны были бы быть пригодны и для сжимаемых, и не для несжимаемых сред.

4. Почти во всех работах по ВТ (книгах, статьях и пр.) в том или ином виде используется тепловой баланс для потоков вихревой трубы $Q_{вх} = Q_{гор} + Q_{хол}$ без учета каких-либо потерь или тепловыделений. (Естественно, кроме работы ВТ на воде.) В большинстве случаев он даже берется за основу расчетов. Это неоднократно проверялось экспериментально и были получены приемлемые схождения баланса.

Нами такое схождение тепловых балансов $Q_{вх} = Q_{гор} + Q_{хол}$ (как и материальных $G_{вх} = G_{гор} + G_{хол}$) проверялось систематически и целенаправленно во всех опытах на всех семи вариантах труб трех типов и во всем диапазоне параметров (в том числе в однопоточных режимах). Действительно, отклонения были невелики и составляли в среднем $+2...3\%$; в нескольких (из около 300 опытов), одиночные максимальные выбросы доходили до $+5...6\%$ (дополнительно эти опыты не проверялись); отрицательные отклонения были редкими, обычно не превышали -1% , только в нескольких опытах с заглушенной диафрагмой отклонения достигали $-2...-2,4\%$.

У материальных балансов $G_{вх} = G_{гор} + G_{хол}$ расхождения несколько меньше, больше сдвинуты в отрицательную сторону и больше чередуются « \rightarrow » и « \leftarrow ». Такие расхождения теплового (и материального) баланса, вообще говоря, одного порядка с погрешностями самих измерений в этих экспериментах.

Однако удивительным является полное игнорирование во всех без единого исключения работах того факта, что принятие за основу расчетов баланса $Q_{вх} = Q_{гор} + Q_{хол}$ означает принятие полного отсутствия в ВТ тепловых потерь в окружающую среду и тепловыделений при диссипации энергии потоков вследствие трения и местных сопротивлений⁸. Теплотери в окружающую среду вследствие обычно малых размеров труб действительно могут быть относительно малы и трудно измеримы, но диссипативные тепловыделения в устройствах с такой огромной удельной энергетической мощностью как вихревые трубы должны были бы быть сразу замечены (в некоторых работах, кстати, говорится о большой диссипации энергии в ВТ, но безотносительно к используемому тепловому балансу).

Как ни странно, по-видимому, мы впервые высказываем казалось бы очевидное соображение, что тепловой баланс сходится, потому что тепловые потери (отрицательные) и диссипативные тепловыделения (положительные) просто компенсируют друг друга^{8а}!

Другая, также нигде не упоминавшаяся и также кажущаяся очевидной причина – диссипативное тепло трения внутреннего холодного потока, может сразу отбираться частью холодильного эффекта (пока неизвестной природы), также компенсируя тепловой баланс^{8б}.

Уже этих двух причин вполне достаточно, чтобы сделать необходимой работу по изучению гидравлических сопротивлений и диссипативных тепловыделений ВТ в целом и всех ее элементов в отдельности.

Заметим, что в наших однопоточных экспериментах с ВТ, когда имеются один входящий и один выходящий потоки, температура выходящего потока должна была бы быть всегда выше входящего из-за диссипативных потерь^{8в}. В действительности, однако, при полном выходе через диафрагму есть некоторое охлаждение (несмотря на большой нагрев в тупике перед дросселем), а при пол-

Фотографии всех трех исследованных видов ВТ в семи вариантах представлены в сборе и в разобранном виде последовательно по частям на рис. 3.

Фрагменты экспериментальных данных приведены в таблице. Условные обозначения к таблице: $P_{вх}$ – давление на входе в ВТ, МПа; $N_{ротам}$ – количество делений ротаметра, установленного с холодной стороны трубы; $z_{задв}$ – количество оборотов открытия задвижки; μ – доля холодного потока; $G_{вх}$ – массовый расход газа на входе в ВТ, кг/с; $T_{вх}$ – температура воздуха на входе в ВТ, °С; $G_{гор}$ – массовый расход воздуха с горячей стороны трубы, кг/с; $P_{дрос}$ – давление перед задвижкой с горячей стороны трубы, кгс/см²; $T_{дрос}$ – температура перед задвижкой с горячей стороны трубы, °С; $T_{гор}$ – температура воздуха на выходе из сопла с горячей стороны трубы, °С;

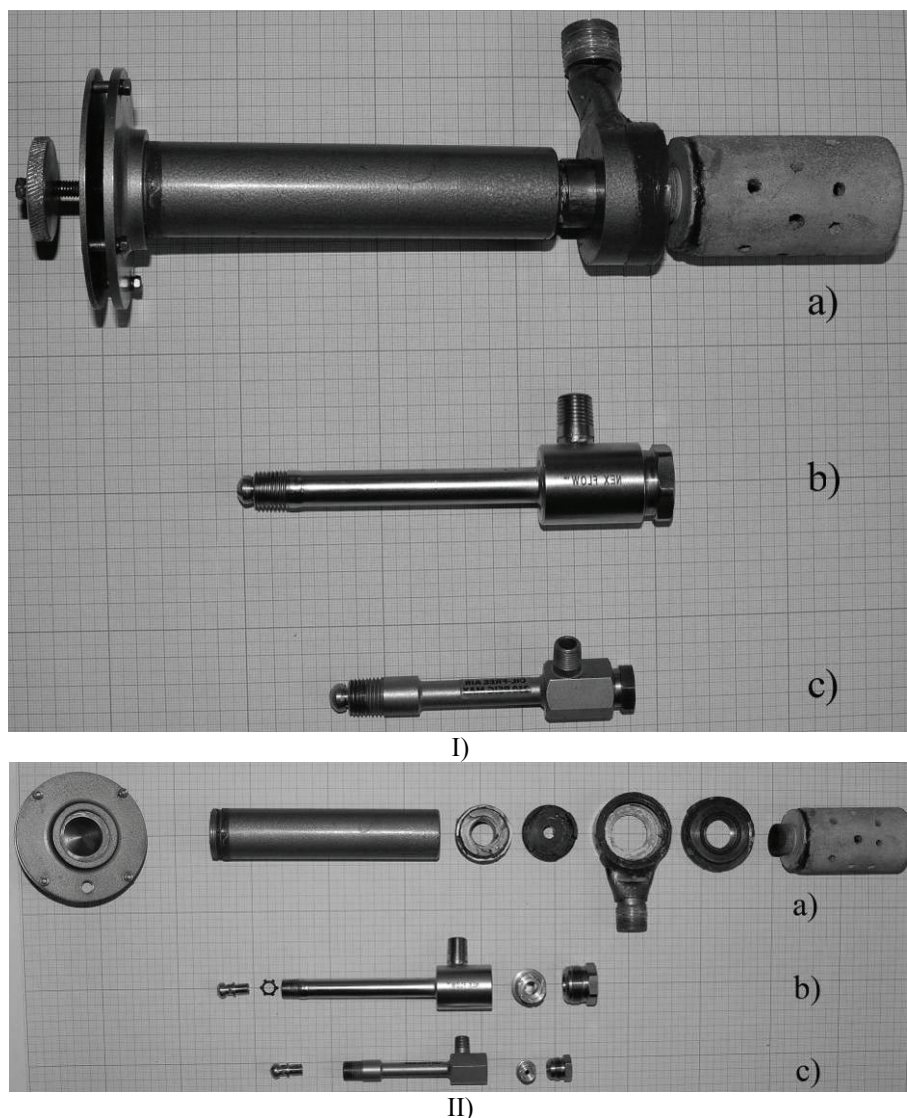


Рис. 3. Фотографии исследованных ВТ в сборе (I) и в разобранном виде (II) по частям:
a – ВТ Меркулова; *b* – ВТ Nex Flow 40; *c* – ВТ Nex Flow 4

$w_{гор}$ – скорость воздуха на середине образца с горячей стороны трубы, м/с; $G_{хол}$ – температура воздуха с холодной стороны трубы, кг/с; $T_{хол}$ – температура воздуха с холодной стороны трубы, °С; Δ – погрешность при расчете материального баланса, %; $\Delta_{пот}$ – погрешность теплового баланса, %.

Основные геометрические характеристики этих видов труб: сечения сопел S , диаметры D и рабочие длины L труб приведены ниже. Варианты труб отличались размерами диафрагм d_d :

– эксперименты 3, 18, 22 – для ВТ Меркулова: $d_d = 6$ мм, $D = 15,9...24,3$ мм, $L = 164$ мм, $S = 3,5 \times 1,5 \times 3 = 15,75$ мм²;

– эксперименты 31, 49, 110 – для ВТ Меркулова: $d_d = 8$ мм, $D = 15,9...24,3$ мм, $L = 164$ мм, $S = 3,5 \times 1,5 \times 3 = 15,75$ мм²;

– эксперименты 115, 130, 141 – для ВТ Меркулова: $d_d = 13,1$ мм, $D = 15,9...24,3$ мм, $L = 164$ мм, $S = 3,5 \times 1,5 \times 3 = 15,75$ мм²;

– эксперименты 152, 156, 171 – для ВТ NEX FLOW 40С: $d_d = 6,3$ мм, $D = 11$ мм, $L = 110$ мм, $S = 3,2 \times 1 \times 6 = 19,2$ мм²;

– эксперименты 174, 181, 189 – для ВТ NEX FLOW 40Н: $d_d = 9,1$ мм, $D = 11$ мм, $L = 110$ мм, $S = 3,2 \times 1 \times 6 = 19,2$ мм²;

– эксперименты 194, 200, 208 – для ВТ NEX FLOW 4С: $d_d = 2,0$ мм, $D = 4,6$ мм, $L = 17,2$ мм, $S = 0,8 \times 1 \times 6 = 4,8$ мм²;

– эксперименты 214, 220, 226 – для ВТ NEX FLOW 4Н: $d_d = 2,8$ мм, $D = 4,6$ мм, $L = 17,2$ мм, $S = 0,8 \times 1 \times 6 = 4,8$ мм².

7. Задачей инженерного проектирования и гидромеханического расчета трубопроводов и аппаратов для несжимаемых жидкостей обычно является нахождение диаметра (сечения) каналов и мощности привода насоса-вентилятора, затрачиваемой на транспортировку. В простейшем случае диаметр d определяют из уравнения расхода, м³/с,

$$V_c = \pi d^2 w / 4, \quad (1)$$

по скоростям w , м/с, характерным для данных жидкостей, принятым в эксплуатации. В общем случае ставится оптимизационная задача нахождения диаметра, обеспечивающего, например, минимум суммарных приведенных экономических затрат.

Для определения мощности предварительно находят перепад давлений, который должен обеспечиваться насосом-вентилятором. Он выражается суммарным гидравлическим сопротивлением – перепадом давлений $\Delta p_{общ}$ из пяти составляющих (для разомкнутого потока, иначе исключается последняя составляющая), Па,

$$\Delta p_{общ} = \Delta p_{под} + \Delta p_{доп} + \Delta p_{тр} + \Delta p_{мс} + \Delta p_{ск}. \quad (2)$$

Далее мощность привода находится из уравнения энергозатрат на перемещение среды (аналог физического выражения «работа = сила × путь»), Вт,

$$N_{тр} = V_c \Delta p_{общ} / \eta. \quad (3)$$

Последние три составляющих в выражении (2) и КПД η в (3) определяют диссипируемую мощность, расходуемую на трение и превращающуюся в тепло. Величины $\Delta p_{под}$ и $\Delta p_{доп}$ определяют видоизменение потенциальной энергии (пьезометрический и статический напоры) и не приводят к потерям полезной энергии.

8. В задачах газодинамических расчетов течения для сжимаемых сред должны учитываться расширение–сжатие при изменении давления, приводящие к изменению скоростей в каналах, и термодинамические температурные изменения.

**Фрагменты таблиц результатов экспериментов по техническим характеристикам испытанных
ВГ Меркулова (I–III), Nex Flow 40 (IV–V) и Nex Flow 4 (VI–VII) (обозначения см. выше)**

№ опыта	Регулируемые параметры				Входной поток			Горячий поток					Холодный поток		Δ, %	Δ _{плот.} , %
	$P_{вх}$, МПа	$H_{рогам}$, дел	$z_{зад}$, об	μ	$G_{вх}$, кг/с	$T_{вх}$, °С	$G_{гор}$, кг/с	$P_{дрос.}$, кгс/см ²	$T_{дрос.}$, °С	$T_{гор}$, °С	$W_{гор}$, м/с	$G_{хол}$, кг/с	$T_{хол}$, °С			
3	0,20	10*	1,0625	0,32	0,0089	43,1	0,0060	0,275	60,4	50,9	8,1	0,0028	15,9	-0,2	0,40	
18	0,30	80*	0,2500	0,87	0,0124	49,1	0,0016	1,800	95,3	75,1	2,3	0,0110	37,2	1,3	2,42	
22	0,45	20*	1,6250	0,16	0,0256	55,0	0,0212	0,825	77,1	63,5	29,1	0,0041	17,2	-1,2	0,37	
31	0,15	15*		0,56	0,0064		0,0028	0,190		50,5	3,8	0,0035	12,5	0,6	3,51	
49	0,25	45*		0,78	0,0096	40,4	0,0021	0,425		86,0	3,1	0,0074	18,3	-1,1	2,28	
110	0,45	95*		0,88	0,0157		0,0019	0,860		124,2	3,0	0,0139	20,3	0,8	2,43	
115	0,20	20*	1,0625	0,40	0,0101	41,5	0,0061	0,120	60,8	51,9	8,1	0,0040	24,0	-0,5	0,21	
130	0,30	80*	0,3750	0,88	0,0128	44,0	0,0015	0,300	126,7	98,8	2,4	0,0114	27,6	1,8	2,56	
141	0,45	80*	0,9375	0,65	0,0184	51,0	0,0064	0,390	109,2	88,6	9,6	0,0119	19,9	-0,3	2,18	
152	0,20	40*	0,2500	0,79	0,0086	40,4	0,0018	0,450	95,0	84,3	2,6	0,0066	23,4	-2,1	1,26	
156	0,30	20*	0,8750	0,36	0,0115	45,3	0,0071	0,325	61,4	54,3	9,4	0,0040	23,0	-2,8	0,72	
171	0,45	90*	0,3125	0,85	0,0146	54,7	0,0022	1,600	105,9	93,8	3,3	0,0121	39,5	-2,4	2,09	
174	0,20	15*	1,1250	0,51	0,0069	40,4	0,0033	0,075	54,3	52,1	4,4	0,0035	16,6	-1,3	2,10	
181	0,30	35*	0,5000	0,70	0,0091	43,6	0,0026	0,200	84,5	79,6	3,8	0,0061	19,8	-4,5	1,87	
189	0,45	79*	0,3125	0,88	0,0126	54,7	0,0015	0,550	125,3	112,1	2,4	0,0112	32,9	1,0	3,80	
194	0,20	40**		0,78	0,0009		0,0002	0,720	43,5	39,3	0,2	0,0007	11,6	-2,1	3,88	
200	0,30	60**	0,2500	0,83	0,0012	29,5	0,0002	1,050	49,4	45,2	0,3	0,0010	7,30	-1,8	5,25	
208	0,45	100**		0,93	0,0016		0,0001	2,050	55,4	47,8	0,2	0,0014	15,5	-0,7	3,92	
214	0,20	60**	0,1875	0,82	0,0011		0,0002	0,550	52,0	44,3	0,2	0,0009	12,6	5,7	3,68	
220	0,30	60**	0,2500	0,67	0,0015	29,5	0,0005	0,660	53,4	50,9	0,7	0,0010	0,20	-1,6	4,10	
226	0,45	40***	0,1250	0,75	0,0020		0,0005	1,200	73,0	62,5	0,6	0,0015	3,20	-1,6	3,79	

Примечание: *, **, *** – различные типы ротаметров.

(Для паровых, газовых, воздушных генераторов–двигателей–машин–приводов–механизмов, криогенных компрессоров–детандеров и пр. целевыми являются другие процессы – выработка энергии, совершение работы, «чистое» сжатие–расширение, а задачи течения оказываются вторичными.) В отечественных курсах ПАХТ течения сжимаемых сред и соответствующие расчеты обычно не рассматриваются [26–28], за исключением выражения мощности при адиабатическом сжатии. В англоязычных курсах «Unit Operations...», «Chemical Engineering...» соответствующие разделы традиционно имеются (см., напр. [29, 30]). Наиболее всесторонне, скрупулезно и детально эти материалы представлены Бёрдом–Стьюартом–Лайтфуттом [31, 32]. Безупречное по уровню и полноте изложение выполнено в ряде классических монографий по механике сплошных сред (напр., Лойцянского [33], Абрамовича [34, 35]), но эти методы не удастся использовать из-за лимитирующего значения особенностей течений в ВТ, не учитываемых в классических моделях. Аналогичная картина с классическими термодинамическими монографиями (например, [22, 36–42]), обычно рассматривающими общие и ряд частных традиционных задач.

Наиболее близкие по характеру задачи течения сжимаемых сред с большими перепадами давлений характерны, напр., для магистральных газопроводов с промежуточными компрессорными станциями. По ним имеется обширная литература (см., например, [37, 43–55]), однако, в большинстве случаев изложение в ней дается в виде конечных директивных упрощенных по форме формул, рассчитанных на техников–расчетчиков (в стиле СНиП, аналогичном Госгортехнадзору, напоминающем воинские уставы, а не научно-инженерные расчеты).

9. Выведем исходное газодинамическое уравнение для нашего случая. Рассматриваем пока участок ВТ постоянного сечения с трением, но без выделения местных сопротивлений. Наиболее общими исходными уравнениями для гидравлических расчетов являются уравнения Навье–Стокса, из которых следуют и уравнение Бернулли, и уравнение Дарси–Вейсбаха. Однако для сложнейших течений и энергетических явлений в ВТ необходимы серьезные упрощения этих уравнений, поскольку приходится использовать усредненные, «эффективные» и даже «условные» характеристики для скоростей потоков, сечений каналов, давлений, плотностей и температур движущейся среды. Запишем уравнения Навье–Стокса, преобразованные для однонаправленного установившегося течения по оси x при плоском профиле скоростей. В ряде работ для учета погрешностей такого усреднения скорости вводят поправочный коэффициент – множитель $(1 + \beta)$ к скорости, оцениваемый, например, для турбулентного течения как $\beta = 0,02 \dots 0,03$; в ВТ неравномерность профилей настолько велика, что в дальнейшем приходится выделять зоны «активных» струй. Теперь уравнение в частных производных превращается в обыкновенное дифференциальное уравнение. В субстанциональной производной уравнений Навье–Стокса от конвективных членов и локальной составляющей останется один член $\rho w dw/dx$, а вязкостный член сразу записываем уравнением Дарси–Вейсбаха для элемента dx

$$\rho w \frac{dw}{dx} = -\rho g \frac{dz}{dx} - \frac{dp}{dx} - \frac{\lambda}{D} \frac{\rho w^2}{2}. \quad (4)$$

Все члены в уравнении (4) имеют размерность Н/м^3 , то есть это баланс четырех видов сил по принципу Даламбера, действующих на единицу объема движущейся среды («силовой» баланс):

$$I \text{ (инерционные)} = G \text{ (массовые)} + P \text{ (давления)} + F \text{ (вязкостного трения)}. \quad (4a)$$

Перепишем уравнение (4) для падения давления, Па,

$$-dp = \rho g dz + \rho w dw + \frac{\lambda dx}{D} \frac{\rho w^2}{2}. \quad (5)$$

Первый член в правой части – пьезометрический напор. Он может быть существенен для расчета газодобычи из глубоких скважин (километры), а также для крупных вертикальных ВТ, работающих на воде (или других жидкостях). Для меньшей громоздкости опустим его (считается, что учет его при необходимости трудностей не вызовет).

Получаем базовое уравнение для интегрирования

$$-dp = \rho w dw + \frac{\lambda dx}{D} \frac{\rho w^2}{2}. \quad (6)$$

Для прямого интегрирования из него нужно исключить переменные w и ρ . Для этого используем уравнение неразрывности в виде уравнения массового расхода, кг/с,

$$G = \rho w F = \rho V_c \quad (7)$$

и уравнение состояния для газов (для жидкостей – вопрос отдельный), m^2/c^2 ,

$$p v = RT \text{ или } p = \rho RT, \quad (8)$$

где $R = 8314/M$ Дж/(кг·К), M – молярная масса, для воздуха $M = 29,0$ кг/кмоль; T – температура воздуха, К.

В уравнение (8) могут вводиться изменения, учитывающие отклонения реальных газов от идеального. (Для «несжимаемых» жидкостей имеются поправки на реальную сжимаемость $\rho(p)$, которые, однако, в (8) естественно использоваться не могут.)

После замены в (6) величины ρ на $\rho = p/RT$, величины w на $w = G/\rho F = GRT/pF$ и ее дифференциала на $dw = -\frac{GRT}{p^2 F} dp$, получаем

$$-dp = -\frac{p}{RT} \frac{GRT}{pF} \frac{GRT}{p^2 F} dp + \frac{1}{2} \frac{\lambda dx}{D} \frac{p}{RT} \frac{G^2 R^2 T^2}{p^2 F^2}. \quad (9)$$

Умножая все на p и вынося справа за скобки $\frac{G^2 RT}{F^2}$, имеем

$$-p dp = \frac{G^2 RT}{F^2} \left(\frac{\lambda dx}{2D} - \frac{dp}{p} \right). \quad (10)$$

Интегрируем это уравнение, считая T постоянной,

$$-\int_{p_H}^{p_K} p dp = \frac{G^2 RT}{F^2} \left(\int_0^L \frac{\lambda dx}{2D} - \int_{p_H}^{p_K} \frac{dp}{p} \right),$$

получаем

$$p_H^2 - p_K^2 = 2 \frac{G^2 RT}{F^2} \left(\frac{\lambda L}{2D} + \ln \left(\frac{p_H}{p_K} \right) \right),$$

и наконец,

$$p_H^2 - p_K^2 = \frac{G^2 RT}{F^2} \left(\frac{\lambda L}{D} + 2 \ln \left(\frac{p_H}{p_K} \right) \right). \quad (11)$$

Уравнение (11) имеет характерный вид: в нем разность квадратов давлений получается из составляющей сил давления $P = -(dp/dx)$ в уравнении Навье–Стокса (4), логарифмический член – из инерционной составляющей $I = \rho w dw/dx$.

Аналогичные постановки и результаты приведены в несколько другой, менее удобной для вычислений, форме в [31, 32, 44].

Дополняем уравнение (11) коэффициентом местных сопротивлений ζ и получаем исходное базовое уравнение для участков ВТ в виде

$$p_n^2 - p_k^2 = \frac{G^2 RT}{F^2} \left(\frac{\lambda L}{D} + \zeta + 2 \ln \left(\frac{p_n}{p_k} \right) \right). \quad (12)$$

10. Расчетную схему ВТ принимаем из пяти участков (рис. 4):

1) завихритель (улитка): полный поток G_{in} с давлением p_{in} подается через закручивающее сопловое устройство с поворотными каналами и внезапными сужением и расширением на входе и выходе; далее поток раздваивается на «горячий» G_{hot} и встречный «холодный» G_{cold} (далее обозначения и индексы даются, в основном, на английском языке);

Иногда в качестве главного достоинства вихревых труб пишут об их предельной конструктивной простоте. Это не совсем так – конструирование и изготовление улитки-завихрителя, а иногда и некоторых других дополнительных сложных элементов, не под силу непрофессиональной (не машиностроительной) организации и требует специального оборудования. Конечно, можно собрать ВТ и дома, из магазинных и подручных материалов [2] и потом восхищаться, что она в самом деле работает, то есть получаются на выходах и более холодные, и более теплые потоки. Однако никакого практического применения такая труба иметь не может.

2) «горячий» винтовой поток G_{hot} : поступает с давлением $p_{sw.out} = p_{hot.in}$ от и движется от среза сопел завихрителя в трубе (иногда конической) до дросселя по периферии с расширением до давления перед дроссельной задвижкой $p_{hot.out} = p_{cold.in}$ (иногда перед дросселем устанавливается развихритель); вид потока – струя или система струй из нескольких сопел, деформированная центробежными силами в почти плоскоцилиндрическую, и мощным потоком движущаяся по винтовой линии по периферии трубы; это винтовое движение является настолько мощным и определяющим, что труба может быть не прямой, а даже свернута узлом⁹ (см. рис. 5 [56]).

Можно предположить, что «активная» часть винтового периферийного потока в основном сохраняет свою структуру и размеры для всех конфигураций и вариантов работы данной вихревой трубы: с разными дросселями, с заглушенной диафрагмой, с полностью закрытым дросселем, для прямоточной трубы с выходом обоих потоков (горячего и холодного) с одного конца.



Рис. 4. Схема обозначений потоков и давлений по длине и сечению вихревой трубы

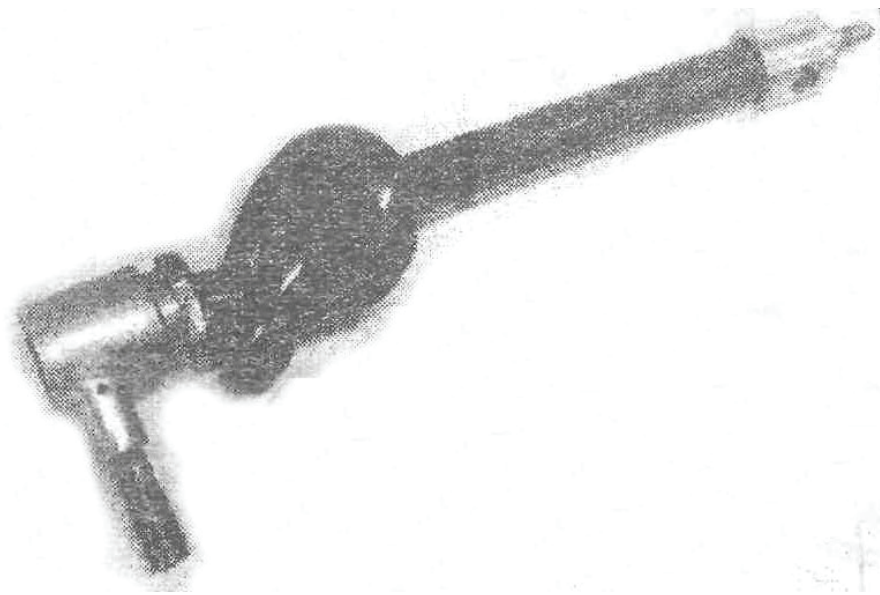


Рис. 5. «Узловая» труба Л. Кекконена [56]

3) «горячий» поток G_{hot} выводится из трубы через выходной дроссель (задвижку) – через кольцевую щель или открытую часть задвижки; эксперименты Меркулова и наши прямые эксперименты показали, что достигаемые температуры и расходы от вида дросселя практически не зависят¹⁰; это также подтверждает выделение в общем потоке «активной струи» как «определяющей» части потока; все определяется высокоскоростной закруткой потока – мощной центробежной кольцевой струей, которая доходит до дросселя, а способы выделения из нее доли холодного потока не имеют особого значения: кольцевой по периферии; через центральное отверстие в конце трубы; через открытую сегментную часть задвижки (к тому же несимметричную); поэтому вследствие конструктивного удобства в наших экспериментах использовалась плоскопараллельная задвижка; в трубах Меркулова перед дросселем ставится также развихритель (четырёхлопастное раскручивающее устройство), которое по замыслу должно снижать сопротивление дросселя благодаря преобразованию части кинетической энергии в статический напор; у нас это было незаметно, однако, в работе [57] утверждается, что раскрутка выходящего потока в циклонах существенно снижает его общее сопротивление;

4) «холодный» обратный поток G_{cold} : движется от края дросселя, по центру, обратно к улитке (с дальнейшим выходом через диафрагму) с изменением давления от $p_{\text{cold in}} = p_{\text{valv}}$ до p_{orif} ; вид потока – устойчивая центральная струя увеличивающегося диаметра; при работе ВТ на воде она может быть стабильной, слегка прецессирующей струей постоянного диаметра – это наглядно подтверждается выполненной нами видеосъемкой течения воды в ВТ диаметром 100 мм (установка ВНИИТиН, лаборатория С.А. Нагорнова, с разрешения автора); до этого «будущий» «холодный» поток движется вместе с «горячим»; выделение холодной центральной части с противоположным направлением движения из общего потока частично начинается сразу у диафрагмы; с этим считается необходимым бороться конструктивными мерами, так как перетекание части потока сразу из улитки в диафрагму снижает холодильный эффект [56]; далее по длине трубы также возможно частичное выделение потока с периферии в центральную часть; но «окончательный» поворот происходит уже у дросселя;

5) холодный поток G_{cold} выводится из трубы через центральное отверстие диафрагмы после прохождения всей трубы в обратную сторону, в виде центрального вихревого-винтового «шнура», со сбросом давления от p_{orif} до атмосферного p_{out} ; при этом возникает еще один парадокс¹¹ – если считать, как обычно принято, что сечения среза сопел и внутренней плоскости диафрагмы совпадают, то должны быть равны статические давления в этом сечении, то есть $p_{\text{sw.out}} = p_{\text{orif}}$, поскольку давления распространяются со скоростью звука, а реальность проверена многократно, например, трубкой Пито, когда отбор статического давления в центре трубы или на ее стенке дают одинаковые результаты; но тогда горячий поток (см. рис. 4) должен был бы двигаться под перепадом давлений $p_{\text{sw.out}} - p_{\text{valv}}$ слева направо, а холодный поток под этим же, но отрицательным (!) перепадом – справа налево. «Парадокс»¹¹ разъясняется (правда без экспериментальных измерений не полностью убедительно) наличием небольшого смещения срезов сопел и диафрагмы, частичным «стеканием» (п. 4 выше) входящего потока сразу в диафрагму, а также возможностью в ряде случаев эжектирования из диафрагмы скоростью сопловой струей.

В принципе, нечто похожее на «несовпадение статических давлений в сечении», но пока не описанное, может иметь место и в тупике перед дросселем при разделении горячего и холодного потоков¹².

11. Уравнение (12) – так называемое «уравнение разности квадратов давлений» для сжимаемых газов соответствует уравнению линейных сумм напоров (2) для несжимаемых жидкостей (в нашем случае $\Delta p_{\text{под}}$ и $\Delta p_{\text{доп}}$ равны нулю). Оно удобно своей наглядностью, так как аналоги сопротивлений сгруппированы здесь в скобках в правой части: эти три члена являются безразмерными коэффициентами, учитывающими соответственно потери на трение $\lambda L/D$ (диссипация в тепло), потери на местные сопротивления ζ (диссипация в тепло) и на изменение скорости расширяющегося газа в результате снижения давления $\ln(p_{\text{н}}/p_{\text{к}})$ и плотности – увеличения объема и скорости (это должно быть полное превращение внутренней энергии в кинетическую без диссипации; однако, какого-то вида потери здесь, видимо, должны быть – иначе куда девается «не преобразованная в кинетическую» мощность, затрачиваемая на сжатие газа до 6 и более атм и воды – до сотен атмосфер¹³).

Относительная величина этих трех составляющих будет характеризовать и величины сопротивлений элементов ВТ. Из результатов экспериментов (прежде всего показаний манометра перед дросселем, см. рис. 2 и таблицу) представляется, что они могут быть сопоставимы по величине.

Слева в формуле (12) вместо перепада давлений (который был бы для случая несжимаемых жидкостей) стоит перепад квадратов давлений. Из разложения $p_{\text{н}}^2 - p_{\text{к}}^2 = (p_{\text{н}} - p_{\text{к}})(p_{\text{н}} + p_{\text{к}}) = (p_{\text{н}} - p_{\text{к}})p_{\text{ср}}$ видно, что разность квадратов существенно больше линейного перепада давлений.

Любопытны предельные соотношения для уравнения (12):

– для идеального газа без трения λ и ζ равны 0, в скобках остается только $\ln(p_{\text{н}}/p_{\text{к}})$, но вид связи характеристик течения расширяющегося газа сохраняется таким же, как и для идеального газа – массовая скорость определяется разностью квадратов начального и конечного давлений газа, деленной на логарифм их отношения:
$$\frac{G^2 RT}{F^2} = \frac{p_{\text{н}}^2 - p_{\text{к}}^2}{2 \ln(p_{\text{н}}/p_{\text{к}})}$$
;

– для классического расширения в вакуум [22] $p_{\text{к}} = 0$ и $\ln(p_{\text{н}}/p_{\text{к}}) = \infty$, уравнение (12) не годится, так как неправомерны замены по (7), (8);

– для несжимаемых жидкостей при относительно малых перепадах давлений Δp также неравномерны эти замены по (7), (8); однако при давлениях в сотни атмосфер учет реальной сжимаемости может быть необходимым¹²;

– для наших конкретных течений с расширением газа наличие в (12) слева разности квадратов начального и конечного давлений, а справа – логарифма их отношения, определяет долю диссипируемой («теряющейся», превращающейся в тепло) энергии выходящих из трубы горячего и холодного потоков; уже из сопоставления мощных высокоскоростных, иногда сравнимых со скоростью звука, течений в улитке и в трубе, и «вялых», часто с полным сбросом скорости, течений на выходе из концевых трубопроводов ясно, что эти диссипативные потери должны быть весьма существенными.

Решающим при расчете, очевидно, будет правильный выбор определяющих сечений F и соответственно расчетных («активных») скоростей w , входящих (косвенно, через величины G и F) в уравнение (12) в квадрате и изменяющихся по участкам вихревой трубы в десятки раз, а также диаметров D и длин участков или траекторий потоков L , входящих в диссипативный множитель выражения Дарси–Вейсбаха в скобках правой части уравнения (12).

Как уже говорилось, при этом необходимо учитывать, что не весь выходящий из улитки массовый поток G является «активным», а его наиболее скоростная «струйная» часть, прижимаемая центробежными силами к стенке трубы и движущаяся с более высокими скоростями, чем остальная масса среды. Необходимо также иметь в виду, что траектории основных эффективных потоков в трубе являются не линейными или круговыми, а хорошо организованными винтовыми потоками. Кроме них отмечается наличие в трубе многих известных вариантов мелких и микровихрей (Гертлера, Тейлора, Кармана и пр.), а также крупные, более сложные, обычно малоорганизованные «вторичные» течения – двойные и пр. спирали, волнистые, байпасные, отрывные, перемежающиеся и пр.

Активная часть закрученной струи может формироваться уже сразу на выходе из сопел в результате неравномерности выходного профиля скорости, взаимодействия с цилиндрической и поперечной стенками трубы и отверстием примыкающей диафрагмы.

Множитель $G^2 RT / F^2$, $\text{кг}^2 / (\text{м}^2 \cdot \text{с}^4)$, перед скобкой в правой части уравнения (12) будем условно называть «скоростным множителем», поскольку его главная смысловая составляющая G/F , $\text{кг} / (\text{м}^2 \cdot \text{с})$, соответствует удельной массовой скорости потока (расходу данного потока через единицу сечения в единицу времени).

12. Система исходных уравнений для ВТ, в целом, будет включать базовые уравнения вида (12) по числу выделенных гидравлических участков по отдельности или их суммы по участкам ВТ.

Кроме того, необходимо выписать все общие, замыкающие эту систему, соотношения:

– общий баланс массы

$$G_{\text{вх}} = G_{\text{гор}} + G_{\text{хол}}; \quad (13)$$

– баланс массы по потокам

$$\rho_i w_i F_i = \text{const}, \quad (14)$$

откуда при известных сечениях и плотностях определяются скорости течения;

– баланс по перепадам давлений общего и по участкам

$$(P_{\text{н}} - P_{\text{к}})_{\text{общ}} = \sum (P_{\text{н}} - P_{\text{к}})_i, \quad P_{\text{н},i} = P_{\text{к},(i-1)}, \quad (15)$$

откуда из физических соображений должны находиться давления по участкам при известном общем перепаде давлений.

13. Задача проектирования и расчета ВТ для сжимаемых газов (предположительно – и для «несжимаемых» сред) инженерно обычно ставится в следующем виде.

Заданы: необходимая температура, например, горячего потока $T_{гор}$, °С, и теплопроизводительность, например, в виде количества тепла, вносимого в проектируемый аппарат (сушилку, жидкостный аппарат, газожидкостный реактор и пр.) этим потоком: $Q_{гор} = G_{гор}c_pT_{гор}$, Дж/с (Вт), где $G_{гор}$ – массовый расход горячего продукта, кг/с; c_p – теплоемкость, Дж/с; $T_{гор}$ отсчитывается от 0 °С; может быть прямо задан требуемый расход горячего продукта $G_{гор}$. Аналогичные требования могут быть заданы для холодного потока $G_{холь}$, а если удастся полезно использовать оба потока – то же самое и для горячего, и для холодного потоков; суть, сложность решения и методика описания от этого в принципе не меняются.

Требуется найти необходимые для этого размеры основных элементов вихревой трубы (прежде всего, сопел завихрителя, рабочих диаметра и длины трубы) и давление продукта на входе в завихритель (оно определяет расход сжатого воздуха или жидкости); при этом нужно, по возможности, минимизировать энергозатраты на создание давления (сжатие), варьируя конструктивные размеры трубы.

Сначала выполняется газогидродинамический расчет, затем – тепловой (теплодиффузионный). При наличии оценочных значений «коэффициентов реальности», предварительную тепловую прикидку целесообразно сделать до гидравлического расчета, а после него тепловой расчет повторить по уточненным данным.

В исходных уравнениях для описания работы и расчета ВТ для оценки температурных эффектов, пока не известны сами физические причины термосепарации, использовать термодинамические уравнения сохранения энергии, возрастания энтропии и пр., преждевременно, поскольку данными уравнениями должны были бы учитываться эти причины. Иначе можно из казалось бы строгих всеобщих соотношений сохранения и термодинамики получить ложные результаты, вводящие в заблуждение.

14. Итак, для каждого из пяти перечисленных i -х участков ВТ (п. 10, см. рис. 4) получаем пять ($i = 1, 2, 3, 4, 5$) уравнений вида (12)

$$p_{in\ i}^2 - p_{out\ i}^2 = \frac{G_i^2 RT_i}{F_i^2} \left(\frac{\lambda_i L_i}{D_i} + \zeta_i + 2 \ln \frac{p_{in\ i}}{p_{out\ i}} \right). \quad (12a)$$

Скоростной множитель $G^2 RT/F^2$, кг²/((м²·с⁴)), перед скобкой для всех i -х участков трубы будет по смыслу аналогичен, но должен включать «определяющие» для этого участка i -е характеристики G_i , T_i и F_i .

Задача исследования – получение экспериментальных данных и их обработка для получения расчетных соотношений для определения всех неизвестных, входящих во все эти пять уравнений: это три «промежуточных» давления $p_{in\ i}$ и $p_{out\ i}$ на выходе из завихрителя (улитки), после прохождения потоком самой трубы, перед дросселем и диафрагмой; два соотношения трения в потоках (с коэффициентами трения λ_i) – для внешнего кольцевого-винтового потока и для внутреннего шнурового-винтового потока в трубе; и три соотношения местных сопротивлений (с коэффициентами местных сопротивлений ζ_i) для завихрителя, для дросселя и для диафрагмы.

Всего для получения этих соотношений требуется перед обработкой экспериментальных данных подобрать вид восьми аппроксимаций.

Правильность (удачность) подбора является условием успешной обработки для получения конечных расчетных соотношений, обеспечивающих приемлемую точность расчета. Для процессов такой сложности и на такой стадии изучения удовлетворительно было бы ± 15 и даже 20 %.

Литературные данные имеются, к сожалению, только для сопротивлений незакрученных потоков. Для сопротивлений винтовых течений расширяющегося газа приемлемых сведений (даже в специальной литературе) не имеется, и необходимо использовать собственный анализ и интуицию и возможные аналогии. При этом на данном этапе целесообразно принимать по возможности самые простые исходные уравнения сохранения количества движения, учитывающие для газов сжимаемость (учет сжимаемости реальных жидкостей – вопрос особый), и самые простые выражения для элементов гидравлических сопротивлений. В их основе должны лежать имеющиеся результаты общей аэрогидромеханики (прежде всего экспериментальные) и соображения, следующие из экспериментов, выполненных непосредственно с ВТ.

15. Первым является вопрос о расчете «промежуточных» статических давлений на границах участков трубы.

Эти давления на участках раздуваемой эластичной трубы, очевидно, будут определяться сопротивлениями мысленных пористых перегородок между этими участками – больше нечем! Тогда будет обоснованно предположить, что перепады статических давлений, например, между первыми тремя участками $\Delta p_{1,2,3}$ (завихритель, горячий поток и дроссель) будут относиться между собой как «чистые» гидравлические сопротивления участков $\delta p_{1,2,3}$, рассчитанные без учета термодинамического расширения при фактических скоростях и плотностях газа, по уравнению Дарси–Вейсбаха для местных сопротивлений и трения, в функциях скоростных напоров на этих участках

$$\Delta p_i = \left(\zeta_i + \frac{\lambda_i L_i}{D_i} \right) \frac{\rho_i w_i^2}{2}. \quad (16)$$

Тогда получаем дополнительное замыкающее соотношение для промежуточных давлений в ВТ при известном общем перепаде $p_{in} - p_{out}$

$$\Delta p_1 / \Delta p_2 / \Delta p_3 = \frac{G_1^2 R T_1}{F_1^2} \left(\frac{\lambda_1 L_1}{D_1} + \zeta_1 \right) / \frac{G_2^2 R T_2}{F_2^2} \left(\frac{\lambda_2 L_2}{D_2} + \zeta_2 \right) / \frac{G_3^2 R T_3}{F_3^2} \left(\frac{\lambda_3 L_3}{D_3} + \zeta_3 \right), \quad (17)$$

где

$$\Delta p_1 = p_{in} - p_{sw.out}; \quad \Delta p_2 = p_{sw.out} - p_{valv}; \quad \Delta p_3 = p_{valv} - p_{out}. \quad (18)$$

Таким образом, получаем сумму перепадов этих давлений Δ_Σ по длине вихревой трубы (19), (20) и их соотношение между собой (17)

$$(p_{in} - p_{sw.out}) + (p_{sw.out} - p_{valv}) + (p_{valv} - p_{out}) = p_{in} - p_{out} \quad (19)$$

или

$$\Delta_1 + \Delta_2 + \Delta_3 = \Delta_\Sigma. \quad (20)$$

То есть

$$\begin{aligned} & (p_{in} - p_{sw.out}) / (p_{sw.out} - p_{valv}) / (p_{valv} - p_{out}) = \\ & = \frac{G_1^2 R T_1}{F_1^2} \left(\frac{\lambda_1 L_1}{D_1} + \zeta_1 \right) / \frac{G_2^2 R T_2}{F_2^2} \left(\frac{\lambda_2 L_2}{D_2} + \zeta_2 \right) / \frac{G_3^2 R T_3}{F_3^2} \left(\frac{\lambda_3 L_3}{D_3} + \zeta_3 \right). \end{aligned} \quad (21)$$

Или

$$\Delta_1 / \Delta_2 / \Delta_3 = \delta_1 / \delta_2 / \delta_3, \quad (22)$$

где

$$\begin{aligned}\delta_1 &= \frac{G_1^2 RT_1}{F_1^2} \left(\frac{\lambda_1 L_1}{D_1} + \zeta_1 \right); \\ \delta_2 &= \frac{G_2^2 RT_2}{F_2^2} \left(\frac{\lambda_2 L_2}{D_2} + \zeta_2 \right); \\ \delta_3 &= \frac{G_3^2 RT_3}{F_3^2} \left(\frac{\lambda_3 L_3}{D_3} + \zeta_3 \right).\end{aligned}\quad (23)$$

Обозначим также известную сумму соотношений этих сопротивлений

$$\delta_1 + \delta_2 + \delta_3 = \delta_\Sigma. \quad (24)$$

Имея суммы перепадов давлений (20) и их соотношений (24), сами перепады $\Delta_{1,2,3}$ вычисляем из пропорций по уравнению

$$\Delta_{1,2,3} = \left(\frac{\Delta\Sigma}{\delta_\Sigma} \right) \delta_{1,2,3}, \quad (25)$$

а затем по этим перепадам из (18) находим два неизвестных промежуточных давления $p_{sw,out}$ и p_{valv} на участках ВТ (в данном примере – при заглушенной диафрагме).

Аналогичная процедура продельвается и с участками 1–2–4–5 для закрытого дросселя. Это позволяет перевести промежуточные давления в разряд известных и уменьшить число неизвестных при обработке данных.

16. Дадим теперь принятые нами аппроксимационные соотношения для сопротивлений элементов трубы с кратким обоснованием, учитывая ранее изложенное (см. пп. 10, 14).

1) Закручивающее устройство (улитка, завихритель – *swirler*) – ζ_{sw} .

Выполнены многочисленные теоретические и экспериментальные газодинамические исследования для получения характеристик закручивающих устройств для разнообразных машин, аппаратов, двигателей и горелок (см. основные монографии с обширной библиографией [5, 58–63]). Было бы заманчиво использовать их результаты для оценки гидравлического сопротивления завихрителей ВТ. Однако этого сделать не удастся, так как на выходе из сопел распределения скоростей по сечению сопла сильно неравномерны. В отличие от «классических» прямых струй [34, 35, 64, 65] с прямоугольным профилем в центробежных завихрителях происходит сильное прижатие струи к внешней кромке и все профили – осевой, окружной и радиальной скоростей имеют выражено сложную форму [5]. Это приводит к чрезмерно сложным интегральным выражениям для «параметров закрутки», характеризующих ее интенсивность, требующим для их вычисления соответствующих экспериментальных данных и специальных сложных измерений. Для инженерных задач это неприменимо.

Имеются также еще более многочисленные исследования «обычных» гидравлических сопротивлений (см. основные справочники и монографии с обширной библиографией [25, 30, 66–68]). К сожалению, и эти результаты, по схожим причинам, удастся использовать только для общего рассмотрения «по аналогии».

В таких условиях наиболее реальной оценкой сопротивления завихрителя становится просто $\zeta_{sw} \rho w^2 / 2$, где плотность и скорость относятся к выходному сечению сопла, «эквивалентный» диаметр $d_{noz} = 4f_{noz} / \Pi_{noz}$, а коэффициент со-

противления принимается функцией Re , вычисляемой по этой средней скорости, например $\zeta_{sw} = a_{noz,sw} + b_{noz,sw} Re^{n_{noz}}$. Конечно, величины Re не несут в таких условиях обычного физического смысла, а являются просто удобной средней комплексной характеристикой.

Величины G_i , T_i и F_i в множителе в базовом уравнении (12а): суммарный расход $G_i = G_{in}$, температура на входе в завихритель $T_i = T_{in}$ и суммарная площадь сопел $F_i = F_{noz,\Sigma}$.

В дальнейшем будет целесообразно детальное изучение влияния конструкций завихрителей как на гидравлические сопротивления, так и на показатели термосепарационной эффективности ВТ. Очевидно, что именно завихритель определяет характер движения потоков в основной «делящей» части ВТ и, следовательно, имеет важнейшее значение для ее работы. Соответственно должна существовать корреляция между коэффициентом сопротивления ζ_{sw} и вышеупомянутыми параметрами закрутки. Она также может быть использована при проектировании.

Таким образом, расчетное уравнение гидравлического сопротивления (12а) для завихрителей будет

$$p_{in}^2 - p_{sw.out}^2 = \frac{G_{in}^2 R T_{in}}{F_{noz,\Sigma}^2} \left(a_{noz,sw} + b_{noz,sw} Re^{n_{noz}} + 2 \ln \frac{p_{in}}{p_{sw.out}} \right). \quad (26)$$

Поскольку $p_{sw.out}$ определяется независимо из (25) неизвестными здесь являются три величины $a_{noz,sw}$, $b_{noz,sw}$, и n_{noz} .

2) «Горячий» периферийный винтовой поток (внешний, спиральный, кольцевой, струя – external, screw stream, jet) – G_{hot} . Непосредственно использовать для подбора аппроксимации имеющиеся исследования в этой области [58–62] не удастся. Ряд предположений и допущений здесь будут основаны только на качественном анализе течений (и даже казаться произвольными), но пока других приемов мы не нашли.

Обычно считается, что внешний поток – потенциальный «свободный» и имеет профиль окружных (тангенциальных) скоростей по радиусу трубы $ur = \text{const}$, то есть скорости u линейно уменьшаются с увеличением радиуса: с максимумом, очевидно, на границе раздела горячего и холодного потоков и с минимумом (по обычным граничным условиям слипа, равным нулю!) на стенке трубы. (В дальнейшем будем обозначать компоненты скоростей: u – окружная (тангенциальная), v – радиальная, w – осевая (продольная), ω – угловая. Знаком w будем пользоваться также для расходных и других скоростей.)

В литературе по ВТ на эпюрах скоростей обычно скорость на стенке изображается конечной величиной и составляет около половины максимальной (!?)¹³. Возможно, это оправдано вследствие прямоугольного профиля скоростей на выходе из сопел завихрителя и очень малой толщины пограничного слоя на стенке трубы.

Принимается также, что внутренний центральный поток является «квазитвердым» («вынужденным») и вращается с постоянной угловой скоростью по радиусу $\omega = u/r = \text{const}$, то есть окружная линейная скорость $u = \omega r$ пропорционально возрастает от нуля на оси трубы до максимальной на стыке потоков. Иногда для течений, промежуточных между свободным и вынужденным вихрем, используют так называемый составной вихрь Рэнкина с распределением скоростей $vr^n = \text{const}$.

Важное здесь то, что на границе потоков (как встречных, так и спутных) окружные скорости равны, а осевые скорости w для противоточных труб направле-

ны противоположно. (По личному сообщению А.И. Азарова в последнее время встречались даже утверждения, что выходящие горячий и холодный поток закручены в разные стороны (!)¹⁴, что представляется абсурдным.)

Однако, проведенные нами собственные наблюдения и вышеупомянутая видеосъемка визуализирующих течений в крупной ВТ Ø100 мм, рассмотрение многочисленных имеющихся в литературе визуализаций течений в ВТ (составлена их сводка) и анализ «управляющего механизма течений» показывает, что такая модельная схема из двух вихрей – потенциального и квазитвердого – хороша методически, но на практике приемлема только для искусственных расчетных компьютерных построений, которые неизбежно будут приводить к неверным результатам, могущим вводить в заблуждение своей наукообразностью.

Главное здесь в том, что мощная высокоскоростная струя, выходящая из улитки тангенциально по стенке трубы с огромным центробежным напором, не может так быстро «рассасываться» и превращаться в «вялый», размазанный по всему сечению трубы поток, в котором действующие силы уменьшаются в сотни раз. Основная, близкая к плоской из-за центробежных сил «активная» струя должна вращаться прижатой к стенке довольно долго, много оборотов, как вода из брандспойта по кольцу, пока не начнет затухать. При течении в трубе скорость в струе еще увеличивается при уменьшении давления и плотности газа. Иначе были бы невозможны все термосепарационные процессы пока неизвестной природы, но очевидно требующие достаточно мощных сил и происходящие только в основной части самой трубы (не в закручивающем устройстве). «Активная» струя должна совершать мощное винтовое движение по стенке, не «размазываясь» и даже почти не деформируясь, видимо – по всей длине трубы, от среза сопел до дросселя, особенно для коротких и для особо коротких труб (есть конструкции длиной всего три диаметра). Поскольку непосредственных экспериментальных данных (ЭД) измерений для оценки таких характеристик нет, приходится прибегать к схематическим построениям на базе геометрических характеристик трубы, наблюдений и анализа. Корректность их должна будет показать обработка ЭД.

Принимаем простейшее исходное уравнение для горячего периферийного потока

$$p_{\text{hot in}}^2 - p_{\text{hot out}}^2 = \frac{G_{\text{hot}}^2 R T_{\text{hot}}}{F_{\text{hot jet}}^2} \left(\frac{\lambda_{\text{screw hot}} L_{\text{screw hot}}}{D_{\text{hot jet}}} + 2 \ln \frac{p_{\text{hot in}}}{p_{\text{hot out}}} \right), \quad (27)$$

где $G_{\text{hot}} = G_{\text{in}}(1 - \mu)$ – массовый расход горячего потока, кг/с; $\mu = G_{\text{cold}}/G_{\text{in}}$ – соотношение потоков; $\lambda_{\text{screw hot}}$ – коэффициент трения горячего потока; $L_{\text{screw hot}}$ – длина «горячего» винтового потока; $D_{\text{hot jet}}$ и $F_{\text{hot jet}}$ – эквивалентный диаметр и сечение активного горячего потока.

В скобках правой части (27) нет второго слагаемого – местного сопротивления. Третий член, учитывающий расширение, естественно сохраняется. Считаем, что все сопротивление горячему потоку складывается в результате трения мощного относительно тонкого винтового потока о стенку и в результате его взаимодействия с внутренней встречной холодной струей. Фактически это взаимодействие происходит с неактивной, часто движущейся недетерминированно, частью внутренней среды, заполняющей пространство трубы вглубь от скоростной струи. Оно состоит во взаимном размывании обоих потоков, сопровождающемся диссипативными потерями. Это подтверждается прямыми экспериментальными наблюдениями в ВТ разнообразных неорганизованных замкнутых внутренних потоков по длине трубы, причем иногда именно этим потокам даже приписывают причину термосепарационного вихревого эффекта¹⁵.

Массовый расход потоков считаем постоянным по всей длине трубы. Диаметр трубы принимаем также постоянным (среднеповерхностным). Температуру принимаем равной выходной (или среднеарифметической). Общий «эффективный» коэффициент трения горячего винтового потока $\lambda_{\text{screw hot}}$ считаем постоянным по длине трубы и равным $\lambda_{\text{screw hot}} = 0,025$, учитывая высокие значения Рейнольдса, винтовое течение и хорошую обработку стенок трубы. (Условный коэффициент трения холодного потока $\lambda_{\text{screw cold}}$ принимаем в виде доли от горячего потока. Можно ожидать, что он будет порядка половины горячего, то есть $\lambda_{\text{screw cold}} = 0,0125$).

Основной вопрос аппроксимации – как принять сечение активной струи при отсутствии экспериментальных данных. Нами выбрано предположение, что среднее по длине трубы сечение активной горячей струи будет

$$F_{\text{hot jet}} = h_{\text{noz}} b_{\text{noz}} z_{\text{noz}} z_z, \quad (28)$$

то есть равно площади всех z_{noz} сопел, умноженной на экспериментальный «коэффициент расширения и отгеснения» выходящих струй z_z .

Это соответствует допущению, что толщина активной приповерхностной струи равна толщине плоского выходного сопла (с коррекцией на расширение)

$$h_{\text{jet}} = h_{\text{noz}} \sqrt{z_z}. \quad (28a)$$

Считаем также, что ширина активной струи равна ширине сопла b_{noz} , а для нескольких сопел она пропорционально возрастает вследствие «отгеснения» струй друг другом, аналогично работе параллельно движущихся со сдвигом снегоуборочных машин, а также вследствие ее определенного расширения

$$b_{\text{jet}} = b_{\text{noz}} z_{\text{noz}} \sqrt{z_z}. \quad (28б)$$

Таким образом, для коррекции площади струи $F_{\text{hot jet}}$ введен коэффициент

$$z_z = z_1 z_2, \quad (28в)$$

причем составляющие отгеснения и расширения приняты одинаковыми

$$z_1 = z_2 = \sqrt{z_z}. \quad (28г)$$

Внутри в скобках (27) эквивалентный диаметр условно плоского канала $D_{\text{eq.hot jet}}$ принимаем аналогично щели небольшой толщины [69]

$$D_{\text{eq.hot jet}} = 2h_{\text{jet}} = 2h_{\text{noz}} \sqrt{z_z}. \quad (29)$$

Длину винтового потока определяем по диаметру трубы D_{tub} и шагу винта $t = b_{\text{jet}} = b_{\text{noz}} z_{\text{noz}} \sqrt{z_z}$. При длине одного витка $l_{\text{coil}} = \sqrt{t^2 + (\pi D_{\text{tube}})^2} = \sqrt{(b_{\text{noz}} z_{\text{noz}})^2 z_z + (\pi D_{\text{tub}})^2}$ и при числе витков $z_{\text{coil}} = L_{\text{tub}}/t$ получаем

$$L_{\text{screw hot}} = l_{\text{coil}} z_{\text{coil}} = L_{\text{tub}} \frac{\sqrt{(b_{\text{noz}} z_{\text{noz}})^2 z_z + (\pi D_{\text{tub}})^2}}{b_{\text{noz}} z_{\text{noz}} \sqrt{z_z}}, \quad (30)$$

Таким образом, заданы все характеристики, входящие в уравнение (27) для горячего кольцевого потока. Здесь будет всего одна неизвестная величина z_z , ко-

тору нужно находить обработкой ЭД, но она входит в три характеристики в уравнении (27) – $F_{\text{hot jet}}, L_{\text{screw hot}}$ и $D_{\text{eq.hot jet}}$.

3) Дроссельная задвижка горячего потока (вентиль, кольцевая дроссельная щель – hot valve, hot annular orifice) – ζ_{valv} .

В наших экспериментах для возможных оценочных расчетов и анализа дополнительно измерялось давление перед дросселем манометром с отбором сигнала через отверстие в стенке $\varnothing 3$ мм (см. рис. 2). Оно будет промежуточным между статическим и полным давлением потока, поскольку измеряется в зоне (или в тупике) раздвоения (поворота) потока. Однако попытка использовать его для прямой оценки коэффициента сопротивления дросселя (и завихрителя) не удалась, видимо, из-за непостоянства соотношения этих давлений.

Вид расчетного уравнения (12), (12а) для дросселя, естественно, сохраняется

$$p_{\text{valv}}^2 - p_{\text{out}}^2 = \frac{G_{\text{hot}}^2 RT_{\text{hot}}}{F_{\text{o.valv}}^2} \left(\zeta_{\text{valv}} + 2 \ln \frac{p_{\text{valv}}}{p_{\text{out}}} \right). \quad (31)$$

где $G_{\text{hot}} = G_{\text{in}}(1 - \mu)$ – массовый расход горячего потока, кг/с; при работе трубы через дроссель идет горячий поток с долей μ ; при заглушенной диафрагме $\mu = 0$, и поток равен входному; T_{hot} – температура горячего воздуха перед дросселем, К (или после дросселя, разница в несколько градусов); $F_{\text{o.valv}} = \varphi_{\text{valv}} \pi d_{\text{valv}}^2 / 4$ – площадь открытия задвижки (φ – open); d_{valv} – рабочий диаметр открытой задвижки, $d_{\text{valv}} = 23$ мм, $D = 19$ мм; φ_{valv} – доля открытия задвижки, замерявшаяся по высоте поднятия задвижки h_{valv} (открытого прохода), по числу оборотов маховика задвижки z_{valv} ; $\varphi_{\text{valv}} = 4F_{\text{o.valv}} / \pi d_{\text{valv}}^2$; ζ_{valv} – коэффициент сопротивления дроссельной задвижки.

Для круглых плоскопараллельных задвижек (типа «Лудло») величина ζ_{valv} чаще всего аппроксимируется (например, [67]) зависимостью от степени ее поднятия ($h_{\text{valv}}/d_{\text{valv}}$). Зависимость бывает, например, экспоненциально-степенной функцией. Определяющие размер и скорость для упрощения вычислений берутся по полному входному сечению. Относительная сложность аппроксимации объясняется существенной нелинейностью зависимости $F_{\text{o.valv}}(h_{\text{valv}}/d_{\text{valv}})$ и большими пределами изменения коэффициента сопротивления – при полном закрытии $\zeta \rightarrow \infty$, при полном открытии $\zeta \rightarrow \zeta_{\text{min}} = \text{const}$ (вплоть до 0 при гладком внутреннем канале задвижки, совпадающем с диаметром трубопровода). Фактическим рабочим диапазоном открытия дросселя у нас является $z_{\text{valv}} \approx 0-2$ оборота задвижки (при полном открытии – 6, при полном закрытии – 0 оборотов).

Однако для дроссельной задвижки ВТ брать за определяющие характеристики полное сечение канала (в действительности, это проходное сечение) и относительную высоту поднятия задвижки представляется неправомерным (диаметр диска задвижки больше диаметра канала). Поэтому берем истинное сечение и скорость в этом сечении. Площадь открытия задвижки рассчитываем по полученной формуле $F_{\text{o.valv}}(h, r, R)$:

$$F_{\text{o.valv}} = \frac{\pi d^2}{4} - \left(r^2 \cos^{-1} \left(\frac{s^2 + r^2 - R^2}{2rs} \right) + R^2 \cos^{-1} \left(\frac{s^2 - r^2 + R^2}{2Rs} \right) - \frac{\sqrt{(-s+r+R)(s+r-R)(s-r+R)(s+r+R)}}{2} \right); \quad (32)$$

$$\varphi_{\text{valv}} = F_{\text{o.valv}} / F_{\text{valv}},$$

где r – радиус рабочего отверстия задвижки, мм; R – радиус запирающего диска задвижки, мм; $R > r$, $d = 2r$; $s = R - r + h$.

Для коэффициента сопротивления «обычной» задвижки ζ_{valv} принимаем простейшую линейную аппроксимацию от степени открытия

$$\zeta_{\text{valv}} = a_{\text{valv}} + k_{\text{valv}}\varphi_{\text{valv}}. \quad (33)$$

Здесь неизвестными, подлежащими определению обработкой экспериментальных данных, будут коэффициенты аппроксимации a_{valv} и k_{valv} .

Однако обработка ЭД для однопоточной трубы с заглушенной диафрагмой с этим выражением дала не физические результаты. Анализ течений и сопоставление результатов для других элементов трубы приводит к выводу, что и в данном случае истечение через кольцевую щель или несимметричное отверстие дроссельной задвижки происходит не относительно равномерным потоком по всему сечению, как обычно, а «активная» скоростная и закрученная часть потока занимает часть сечения, с вероятной прецессией. Прямых экспериментов мы не имеем. Их проведение весьма желательно, но будет связано со многими трудностями. Подходящим представляется введение коэффициента «сохранения активности» струи в дросселе $z_{\text{resp.valv}}$ (сохранение активного состояния – responsiveness). Такой же прием, вероятно, понадобится и для диафрагмы. Вводим его в выражение сечения активного потока в уравнении (31)

$$F_{\text{act.valv}} = z_{\text{resp.valv}}F_{\text{o.valv}}. \quad (34)$$

При этом расход в скоростном множителе, естественно, сохраняется как в (31) G_{hot} .

4) Холодный центральный стержневой поток (внутренний, шнуровой, струя – inner, eddy flow, curl stream, jet) – G_{cold} . Ситуация с модельным описанием здесь примерно схожа с горячим потоком, но в определенном смысле еще сложнее – нет базовой поверхности стенки и смещающегося начала возвратного потока. Условно считаем, что холодный поток начинается от среза дросселя, движется по центру трубы и заканчивается перед диафрагмой.

Сопротивление трению холодного потока (1-й член) возникает в результате его взаимодействия со встречным внешним горячим кольцевым потоком, окружающим холодный поток.

Выражение для центрального холодного потока будет аналогично уравнению для горячего потока (27)

$$p_{\text{cold in}}^2 - p_{\text{orif}}^2 = \frac{G_{\text{cold}}^2 RT_{\text{cold}}}{F_{\text{cold jet}}^2} \left(\frac{\lambda_{\text{screw cold}} L_{\text{screw cold}}}{D_{\text{cold jet}}} + 2 \ln \frac{p_{\text{cold in}}}{p_{\text{orif}}} \right), \quad (35)$$

где $G_{\text{cold}} = G_{\text{in}}\mu$ – массовый расход холодного потока, кг/с.

Массовый расход потоков считаем постоянным по всей длине трубы. Температуры пока принимаем равными выходным температурам. Как уже говорилось, общий «эффективный» коэффициент трения холодного потока $\lambda_{\text{screw cold}}$ принимаем в виде доли от коэффициента горячего потока, порядка половины горячего, то есть $\lambda_{\text{screw cold}} = 0,0125$.

Здесь также стоит вопрос – как принять сечение холодной струи $F_{\text{cold jet}}$ при отсутствии экспериментальных данных. Пока нами выбрано предположение, что

среднее сечение холодного шнура равно сечению трубы минус известное сечение потока горячего цилиндра $F_{\text{hot jet}}$ с поправкой на коэффициент «активности» холодной струи

$$F_{\text{cold jet}} = (F_{\text{tub}} - F_{\text{hot jet}})z_{\text{act}}. \quad (36)$$

Остальная часть сечения трубы занята вторичными потоками. Диаметр холодного потока в правой части уравнения будет

$$D_{\text{cold jet}} = \sqrt{\frac{4F_{\text{cold jet}}}{\pi}} = \sqrt{\frac{4(F_{\text{tub}} - F_{\text{hot jet}})z_{\text{act}}}{\pi}} \quad (37)$$

Диаметр центрального шнура перед диафрагмой может также зависеть от размера диафрагмы D_{orif} , но для каждой трубы D_{orif} является неизменным, поэтому такая зависимость может быть получена обработкой данных для нескольких труб с разными размерами диафрагм D_{orif} .

Длину винтового центрального потока $L_{\text{screw cold}}$ примем аналогично длине винтового периферийного потока, считая, что шаг винта сохраняется при уменьшении его диаметра как $D_{\text{cold jet}}/D_{\text{tub}}$ (то есть центральный винт полагаем более пологим, что соответствует наблюдениям)

$$L_{\text{screw cold}} = L_{\text{screw hot}} \frac{\sqrt{\frac{4(F_{\text{tub}} - F_{\text{hot jet}})z_{\text{act}}}{\pi}}}{D_{\text{tub}}}. \quad (38)$$

Таким образом, для аппроксимации характеристик холодного потока добавляется также один эмпирический коэффициент активности центральной струи z_{act} , который входит во все три характеристики $F_{\text{cold jet}}$, $D_{\text{cold jet}}$ и $L_{\text{screw cold}}$.

Но еще одна неизвестная z_z , введенная ранее для аппроксимации (28) сечения горячего потока $F_{\text{hot jet}}$, участвует и здесь, так как имеется вместе с $F_{\text{hot jet}}$, во всех этих трех характеристиках $F_{\text{cold jet}}$, $D_{\text{cold jet}}$ и $L_{\text{screw cold}}$.

5) Истечение холодного потока через центральное отверстие – диафрагму (diaphragm, central cold orifice – orif) – ζ_{orif} .

В справочной литературе [25, 66–68] для сопротивления диафрагм имеется огромное количество данных, однако, для нашего случая – выхода частично закрученного потока с его «активной» частью и частичного «стекания» по краям диафрагмы потока, выходящего из завихрителя, значения будут отличаться от справочных и нуждаться в самостоятельном определении из экспериментов непосредственно с ВТ. Примем аппроксимацию коэффициента сопротивления «обычной» диафрагмы ζ_{orif} на основе литературных данных по соотношению узкого сечения в диафрагме F_{orif} и входного сечения начала трубы (tube beginning) на срезе диафрагмы $F_{\text{tub.b}}$ – относительного сечения диафрагмы $\varphi_{\text{orif}} = F_{\text{orif}}/F_{\text{tub.b}}$ и с поправочными коэффициентами k_{orif} и n_{orif} для учета упомянутых особенностей

$$\zeta_{\text{orif}} = k_{\text{orif}} \left(1 - \frac{F_{\text{orif}}}{F_{\text{tub.b}}} \right)^{n_{\text{orif}}}. \quad (39)$$

Сечение потока, занятое «активной» струей, учитываем аналогично дроссели (34) введением коэффициента сохранения активности струи при истечении через диафрагму $z_{\text{resp.orif}}$ (сохранение активного состояния – responsiveness), то есть

$$F_{\text{act.orif}} = z_{\text{resp.orif}} F_{\text{orif}}. \quad (40)$$

При этом расход в скоростном множителе, естественно, сохраняется как в уравнении для холодного потока (35) G_{cold} .

Расчетное уравнение для диафрагмы будет аналогично завихрителю и дросселю

$$p_{\text{cold orif}}^2 - p_{\text{out}}^2 = \frac{G_{\text{cold}}^2 RT_{\text{cold}}}{F_{\text{act.orif}}^2} \left(\zeta_{\text{orif}} + 2 \ln \frac{p_{\text{cold orif}}}{p_{\text{out}}} \right). \quad (41)$$

Здесь базовая скорость «холодного» потока $G_{\text{cold}}/F_{\text{act.orif}}$ отнесена к активному сечению диафрагмы $F_{\text{act.orif}}$, температура берется для выходящего холодного потока T_{cold} . Неизвестных здесь три: $z_{\text{resp.orif}}$, k_{orif} и n_{orif} .

17. Организация обработки экспериментальных данных для получения коэффициентов сопротивления ВТ.

Полученные уравнения для элементов ВТ типа (12), (12а), их суммы для вариантов труб (штатный режим, заглушенная диафрагма, закрытый дроссель) и эти же уравнения со вставленными искомыми аппроксимациями неизвестных коэффициентов (ζ , λ) являются нелинейными. Линеаризовать их или использовать другие приемы, чтобы применить для обработки стандартные процедуры типа метода наименьших квадратов [70–72], не удалось. Поэтому пришлось использовать собственную разработанную процедуру, дающую хорошие результаты, хотя математически строгого доказательства она не имеет.

Это схема перебора вариантов из возможного диапазона изменения неизвестных и коэффициентов их аппроксимаций для каждого из проделанных опытов. Диапазоны разбиваются на уровни. Затем берется диапазон с наименьшими погрешностями, и уже он разбивается на меньшие уровни. Процедура повторяется до достижения приемлемой погрешности. Для сокращения объема вычислений и повышения надежности результатов специально ставились по предложенной нами методике серии экспериментов с «однопоточными» трубами (с заглушенной диафрагмой и с закрытым дросселем). В них соответственно 3 (завихритель – труба – дроссель) и 4 (завихритель – труба вправо – труба влево – диафрагма) элемента, что уменьшает число неизвестных и позволяет сравнивать результаты, полученные в разных условиях.

Расчетные уравнения для этих труб составляются из сумм вышеприведенных соотношений для их элементов и будут следующими:

– для трубы с заглушенной диафрагмой:

$$\begin{aligned} p_{\text{in}}^2 - p_{\text{out}}^2 = & \frac{G_{\text{in}}^2 RT_{\text{in}}}{F_{\text{noz.}\Sigma}^2} \left(\zeta_{\text{sw}} + 2 \ln \frac{p_{\text{in}}}{p_{\text{sw.out}}} \right) + \\ & + \frac{G_{\text{hot}}^2 RT_{\text{hot}}}{F_{\text{hot jet}}^2} \left(\frac{\lambda_{\text{screw hot}} L_{\text{screw hot}}}{D_{\text{hot jet}}} + 2 \ln \frac{p_{\text{sw.out}}}{p_{\text{valv}}} \right) + \\ & + \frac{G_{\text{hot}}^2 RT_{\text{hot}}}{F_{\text{act.valv}}^2} \left(\zeta_{\text{valv}} + 2 \ln \frac{p_{\text{valv}}}{p_{\text{out}}} \right); \end{aligned} \quad (42)$$

– для трубы с закрытым дросселем:

$$\begin{aligned}
 p_{in}^2 - p_{out}^2 = & \frac{G_{in}^2 RT_{in}}{F_{noz,\Sigma}^2} \left(\zeta_{sw} + 2 \ln \frac{p_{in}}{p_{sw,out}} \right) + \\
 & + \frac{G_{hot}^2 RT_{hot}}{F_{hot\ jet}^2} \left(\frac{\lambda_{screw\ hot} L_{screw\ hot}}{D_{hot\ jet}} + 2 \ln \frac{p_{sw,out}}{p_{valve}} \right) + \\
 & + \frac{G_{cold}^2 RT_{cold}}{F_{cold\ jet}^2} \left(\frac{\lambda_{screw\ cold} L_{screw\ cold}}{D_{cold\ jet}} + 2 \ln \frac{p_{valv}}{p_{cold\ orif}} \right) + \\
 & + \frac{G_{hot}^2 RT_{hot}}{F_{act,orif}^2} \left(\zeta_{orif} + 2 \ln \frac{p_{cold\ orif}}{p_{out}} \right). \quad (43)
 \end{aligned}$$

В первом уравнении (42) – семь неизвестных: $a_{noz,sw}$, $b_{noz,sw}$, n_{noz} , z_z , a_{valv} , k_{valv} , $Z_{resp, valv}$; во втором уравнении (43) – одиннадцать неизвестных, но из них «новых» – четыре: k_{orif} , n_{orif} , z_{act} , $z_{resp, orif}$, так как остальные семь уже получены из обработки первой серии. Для проверки можно получить все одиннадцать и сравнить с ранее полученными из первой серии в других условиях.

Число возможных комбинаций K для n неизвестных на u уровнях для одного опыта будет равно произведению чисел уровней для всех неизвестных $K = u_1 u_2 u_3 \dots u_n$. Например, для семи неизвестных каждая на пяти уровнях получаем $K = 5^7 = 16\ 807$ комбинаций, для одиннадцати неизвестных каждая на семи уровнях имеем $K = 7^{11} = 1\ 977\ 326\ 743$. Для современных компьютеров время счета вполне приемлемо.

Таблица возможных комбинаций составляется по специальной программе.

После получения и проверки коэффициентов в этих двух сериях выполняются проверочные расчеты для работы трубы в штатном режиме и при необходимости отыскиваются коррективы.

На этом получение уравнения для газодинамического расчета данного типа вихревой трубы завершается.

18. Газодинамический расчет ВТ выполняется по полученным соотношениям как для разветвленного потока параллельно:

- для «горячего» потока от входа до выхода (завихритель – труба – дроссель);
- для «холодного потока» также от входа до выхода (завихритель – труба вправо – труба влево – диафрагма);

Давления входа и выхода для них известны (и для наших условий одинаковы).

Входят они совместно, выходят – после разветвления с разных сторон трубы.

Совпадение промежуточных давлений служит дополнительной проверкой корректности расчетов.

Например, для серии с трубой Меркулова с диафрагмой 8 мм получены следующие значения коэффициентов сопротивлений при заглушенной диафрагме: $a_{noz,sw} = 0,45$; $b_{noz,sw} = 0,1$; $n_{noz} = 0,2$; $\zeta_{sw} = 1,36$; $z_z = 2,5$; $\lambda_{hot} = 0,025$; $a_{valv} = 0,55$; $k_{valv} = 0,6$; $Z_{resp, valv} = 0,5$; $\zeta_{valv} = 1,2$; $\Delta calc_p = 9,3\ \%$.

Для этой же серии при закрытом дросселе недостающие четыре коэффициента получены равными: $\lambda_{cold} = 0,0125$; $k_{orif} = 1$; $n_{orif} = 0,5$; $\zeta_{orif} = 0,81$; $z_{act} = 0,2$; $z_{resp, orif} = 0,65$; $\Delta calc_p = -2,9\ \%$.

Как для этих однопоточных серий, так и для штатного режима работы трубы получены близкие значения с погрешностью по разнице квадратов давлений около $\pm 15\ \%$.

Эти данные подлежат дальнейшей корректировке в процессе обработки всех выполненных экспериментов. Возможно также получение корреляции в зависимости от диаметра диафрагмы.

При расчетах возможны разновидности постановки задач: например, возможен расчет расходов и соотношений потоков при разных открытиях дроссельной заслонки, разного рода оптимизационные постановки и пр. Такого рода варианты считаются итерациями, что при компьютерной реализации счета особых проблем не вызывают.

Гидравлический расчет ВТ на воде, по-видимому, не потребует учета сжимаемости, а в остальном будет аналогичен. Однако коэффициенты сопротивлений и трения могут потребовать уточнения по экспериментальным данным.

19. Тепловой (термодинамический) расчет, как уже говорилось выше в пп. 5 и 13, наиболее объективно проводить на базе: 1) «тормозного» нагрева; 2) расширительного охлаждения; 3) вязкостной диссипации. Все остальные попытки носят скорее «умозрительный» или неподтвержденный характер или имеют явные противоречия или с термосепарацией на воде, или с отсутствием дроссельного эффекта и пр., что специально отмечается в статье верхними номерами¹⁻¹⁸. Для учета отклонений от действительности целесообразно вводить «коэффициент реальности» k_{real} (real-life coefficient), который имеет другой смысл, чем КПД и может быть ≤ 1 .

1) Тормозной нагрев или температура адиабатического торможения $T_0 = T_{\text{ad}}$ [22, 73].

Температуру T_{ad} принимает газ с температурой T и скоростью w при полном адиабатном торможении до нулевой скорости (за счет превращения кинетической энергии потока в тепловую).

Для идеальных газов

$$T_{\text{ad}} = T + \frac{w^2}{2c_p}. \quad (44)$$

(Однако для воды он несуществен¹⁶!)

Воздух в наших условиях можно считать идеальным газом.

Из формулы (44) получаем при начальной температуре воздуха на входе $T = 20^\circ\text{C}$ и теплоемкости $c_p = 1006 \text{ Дж}/(\text{кг}\cdot^\circ\text{C})$ [74] для скоростей 50...1000 м/с предельные температуры торможения представлены ниже.

$w, \text{ м/с}$	50	100	200	300	331	400	500	600	700	800	900	1000
$T_{\text{ad}}, ^\circ\text{C}$	21,2	25,0	39,9	64,7	74,5	99,5	144,3	198,9	263,5	338,1	422,6	517,0

Видно, что при скорости 50 м/с нагрев составляет всего $1,2^\circ\text{C}$, но уже при скорости 200 м/с нагрев от торможения на выходе горячего потока из трубы должен составлять около 20°C , при звуковой скорости температура увеличится до $74,5^\circ\text{C}$, а при сверхзвуковых скоростях достигает сотен градусов (517°C при входной скорости $3\text{М} = 1000 \text{ м/с}$).

Но, как говорилось выше, сверхзвуковые скорости в ВТ не достигаются из-за скачков уплотнения на вогнутой стенке [56]. Таким образом, температуры 75°C – реальный предел нагрева вследствие адиабатического торможения. А нагрев бывает до 120°C (у нас) и выше – за счет чего? – за счет трения?¹⁷

Кроме того, тормозится не весь поток, а его пристенная часть – как это учитывать – неизвестно!

Таким образом, несмотря на физическую ясность и очевидную достоверность теоретической термодинамической зависимости (44), расчет по ней реальных температур нагрева потока (stagnation temperature), которые должны наблюдаться в ВТ, оказывается невозможным и нужно вводить упомянутый «коэффициент реальности»

$$T_{\text{stand.temp}} = T_{\text{ad}} k_{\text{real}} \quad (45)$$

2) Расширительное охлаждение (expanding cooling) в процессе типа «детандерного» также оказывается в известном смысле в ВТ «умозрительным», так как газ при этом должен совершать внешнюю работу (см. п. 3⁷). Однако дросселирование для воздуха вообще отпадает (см. п. 3⁶) и приходится за неимением лучшего выбирать за базу изоэнтальпическое расширительное охлаждение.

Теоретически при изоэнтальпическом расширении идеального газа [22]:

$$T_2/T_1 = (p_2/p_1)^{(k-1)/k}; \quad T_2 = T_1 (p_2/p_1)^{(k-1)/k} \quad (46)$$

Для наиболее используемого диапазона давлений в ВТ 0,1...0,6 МПа и при следующих параметрах $T_1 = 293 \text{ К}$; $(k-1)/k = 0,2857$; $T_2 = 293(p_2/p_1)^{0,2857} - 273, \text{ } ^\circ\text{C}$, получаем:

$p_1, \text{ МПа}$	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7
$T_2, \text{ } ^\circ\text{C}$	-32,6	-58,9	-75,8	-88,0	-97,4	-105,0

Видно, что охлаждение при изоэнтальпическом расширении (в идеальном детандере с совершением внешней работы) очень велико. Уже при сбросе давления всего в 1 ати воздух охлаждается до температуры $T_2 = -32,6 \text{ } ^\circ\text{C}$, а от давления 6 ати – на целых $-105 \text{ } ^\circ\text{C}$!!! Это очень наглядно видно на Ts-диаграмме для воздуха. Однако на практике по литературным данным достигаются и значительно более низкие температуры (вплоть до $-150 \text{ } ^\circ\text{C}$!). Таким образом и здесь не обойтись без «коэффициента реальности»

$$T_{\text{exp.cool}} = T_s k_{\text{real}} \quad (47)$$

Для работы на воде нет ни детандерного, ни дроссельного эффектов¹⁸!

3) Вязкостная диссипация: для воздуха – предположительно дополнительно к трению и местным сопротивлениям, а для воды – это также видимо может иметь место. Это наиболее сложный и неясный вопрос.

Мощность, затрачиваемая на сжатие газа (без потерь в компрессоре), выражается соотношениями:

– для адиабатического сжатия, Вт,

$$N_s = \frac{k}{k-1} V_H p_H \left[\left(\frac{p_K}{p_H} \right)^{(k-1)/k} - 1 \right]; \quad (48)$$

– для изотермического сжатия, Вт,

$$N_T = V_H p_H \ln \left(\frac{p_K}{p_H} \right). \quad (49)$$

В испытанных нами трубах расходы лежат в пределах 0,005...0,030 кг/с.

Сравним величины мощности на адиабатическое и изотермическое сжатие для расходов воздуха этого порядка ($G_{\text{вх}} = 0,01$ кг/с), при давлении на выходе из ВТ 1 ата. После преобразований получаем:

$$N_s = 2905 \left(\left(\frac{2,3...7}{1} \right)^{0,2857} - 1 \right); \quad N_T = 830 \ln \left(\frac{2,3...7}{1} \right).$$

Результаты численных преобразований даны ниже.

p_K , МПа	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6
N_s , Вт	636,2	1071,0	1412	1696	1942	2160
N_T , Вт	575,3	911,8	1151	1336	1487	1615
$N_s - N_T$, Вт	60,9	159,2	261	360	455	545

Видно, что при адиабатическом сжатии расходуемая мощность больше на 10–25 %, чем при изотермическом, что объясняется дополнительным расходом энергии на нагрев (которая отводится охлаждением в компрессорной установке). При полном преобразовании этой энергии в тепло нагрев воздуха будет составлять около 50...200 °С. Данных по воде нам найти не удалось.

Эти величины весьма существенные, и видимо в реальных процессах в вихревых трубах частичное тепловыделение этой предварительно затраченной мощности имеет место. Тогда получаем оценку этого дополнительного тепловыделения (additional dissipation) в «условно неясном» виде:

$$N_{\text{ad.diss}} = N_s k_{\text{real}} \quad \text{или} \quad N_{\text{ad.diss}} = N_T k_{\text{real}}, \quad (50)$$

которая легко пересчитывается в температуры дополнительного диссипативного нагрева $T_{\text{ad.diss}}$.

«Коэффициенты реальности» находятся обработкой экспериментальных данных, желательно на базе подтверждаемых и непротиворечивых физико-теоретических соображений.

20. Настоящая работа ставилась в первую очередь с целью разработки способов применения ВТ в химической промышленности с целью энергосбережения в технике сушки. Однако потом существенную часть стал составлять общеинженерный интерес к этой нетривиальной проблеме.

Основное внимание для химической промышленности сосредотачивается при этом на следующем:

- перспективах использования «горячего» потока из ВТ, так как в настоящее время чаще изучаются возможности применения «холодного» потока в специфической технике сублимационной сушки;
- повышении температуры воздуха до 120...150 °С и выше, так как в настоящее время температуры обычно не превышают 100 °С;
- возможности принципиального увеличения производительности при одновременном снижении требуемого давления воздуха (газа) на входе;
- получаемые расходы должны обеспечивать достаточные скорости воздуха в рабочих каналах и камерах сушилок с размерами 300...500 мм и выше;
- требующиеся напоры должны обеспечиваться выпускаемыми вентиляторами (дымососами), а не компрессорами;
- весьма желательна разработка и применение экономичных инжекторов для питания ВТ, подсасывающей циркулирующий воздух.

Некоторым основанием для оптимизма здесь служат постоянно наблюдаемые экспериментально факты повышения эффективности испытываемых ВТ с увеличением их диаметра, а также успешное применение вихревых аппаратов

больших размеров (диаметром до 2 м) в технике помола, сушки в аппаратах ВЗП (таких же размеров) и др.

В любом случае, попытка разносторонней (по возможности – всесторонней) оценки возможностей ВТ в химической промышленности давно назрела. Особенно с учетом появляющихся «виртуальных» работ, неподкрепленных экспериментальной проверкой и вводящих в заблуждение инженеров.

Некоторые дополнительные сведения и библиографические ссылки по всем затронутым в этом разделе соображениям также приведены в наших упоминавшихся статьях [1, 2].

Список литературы

1. Konovalov, V.I. Heat Pump and Vortex Tube Drying in Chemical and Related Technology / V.I. Konovalov, N.Z. Gatapova, T. Kudra // Energy Saving Technologies for Drying and Hygrothermal Processing (Dhtp-2011), 20–23 sept. / MGAU. – М., 2011. – Vol. 1. – P. 36–40 (краткий вариант).
2. Коновалов, В.И. Сушка и другие технологические процессы с вихревой трубой Хильша–Ранка: возможности и экспериментальная техника / В.И. Коновалов, А.Ю. Орлов, Н.Ц. Гагапова // Вестн. Тамб. гос. техн. ун-та. – 2010. – Т. 16, №4. – С. 803–825.
3. Лейтес, И.Л. Второй закон и его 12 заповедей. Популярная термодинамика и химическая энерготехнология / И.Л. Лейтес. – М.: Изд-во Моск. ун-та, 2002. – 176 с.
4. Гуцол, А.Ф. Эффект Ранка / А.Ф. Гуцол // Успехи физ. лиц. – 1997. – Т. 167, № 6. – С. 665–687.
5. Гупта, А. Закрученные потоки: монография / А. Гупта, Д. Лилли, Н. Сайред. – М.: Мир, 1987. – 588 с.
6. Лазарев, В.А. Циклоны и вихревые пылеуловители: справочник / В.А. Лазарев. – 2-е изд. – Н. Новгород: ОЗОН-НН, 2006. – 320 с.
7. Совершенствование вихревой трубы и ее практическое применение / А.Н. Чохонелидзе [и др.] // Вестн. Твер. гос. техн. ун-та. – 2006. – № 8. – С. 220–224.
8. Орлов, А.А. Газофазные методы разделения: учеб. пособие для магистрантов по специальности «Физика кинетических явлений». В 2 ч. Ч. 1 / А.А. Орлов. – Томск: Изд-во Том. политехн. ун-та. – 2009. – 286 с.
9. Гольдштик, М.А. Вихревые процессы и явления: монография / М.А. Гольдштик. – Новосибирск: Изд-во Ин-та теплофизики Сиб. отд-ния Рос. акад. наук, 1990. – 70 с.
10. Гольдштик, М.А. Вязкие течения с парадоксальными свойствами / М.А. Гольдштик, В.Н. Штерн, Н.И. Яворский – Новосибирск: Наука, 1989. – 336 с.
11. Сажин, Б.С. Научные основы техники сушки / Б.С. Сажин, В.Б. Сажин. – М.: Наука, 1997. – 448 с.
12. Белоусов, А.С. Гидродинамика процессов с неоднородными структурами закрученных гетерогенных потоков в вихревых аппаратах: автореф. дис. ... д-ра техн. наук: 05.17.08 / А.С. Белоусов. – М., 2010. – 32 с.
13. Eckert, E. Die Temperatur unbeheizter Körper in einem Gasstrom hoher Geschwindigkeit / E. Eckert, W. Weise // Forsch. Gebiete Ingenieurw. – 1941. – Bd. 12, Heft 1. – S. 40–47.
14. Eckert, E. Messungen der Temperaturverteilung auf der Oberfläche schnell angestromter unbeheizter Körper / E. Eckert, W. Weise // Forsch. Gebiete Ingenieurw. – 1942. – Bd. 13, Heft 6. – S. 246–254.
15. Eckert, E.R.G. Analysis of Heat and Mass Transfer / E.R.G. Eckert, R.M. Drake. – New York: McGraw-Hill, 1987. – 806 p.
16. Гребер, Г. Основы учения о теплообмене / Г. Гребер, С. Эрк, У. Григуль; пер. с нем. под ред. А.А. Гухмана. – М.: Изд-во иностр. лит., 1958. – 567 с. (Перевод с 3-го немецкого изд. 1955 г.).
17. Эккерт, Э.Р. Теория тепло- и массообмена / Э.Р. Эккерт, Р.М. Дрейк. – М.: Госэнергоиздат, 1961. – 680 с. (Перевод со 2-го англ. издания 1959 г., под ред. А.В. Лыкова).
18. Balmer, R.T. Pressure-Driven Ranque-Hilsch Temperature Separation in Liquids / R.T. Balmer // Journal of Fluids Engineering. – 1988. – Vol. 110. – P. 161–164.
19. Пригожин, И. От существующего к возникающему / И. Пригожин. – М.: Едиториал УРСС, 2002. – 288 с. (Перевод с англ. “From being to becoming”, 1980).

20. Нелинейная динамика и термодинамика необратимых процессов в химии и химической технологии / Э.М. Кольцова [и др.]. – М. : Химия, 2001. – 408 с.
21. Balmer, R.T. Modern Engineering Thermodynamics / R.T. Balmer. – Academic Press, 2011. – 801 p.
22. Кириллин, В.А. Техническая термодинамика / В.А. Кириллин, В.В. Сычёв, А.Е. Шейндлин. – 4-е изд. – М. : Энергоатомиздат, 1983. – 416 с.
23. Розенфельд, А.М. Холодильные машины и аппараты / А.М. Розенфельд, А.Г. Ткачёв. – 2-е изд. – М. : Госторгиздат, 1960. – 566 с.
24. Гельперин, Н.И. Справочник по разделению газовых смесей методом глубокого охлаждения. – 2-е изд. / Н.И. Гельперин, Г.М. Зеликов, Л.Л. Рапопорт. – М. : Госхимиздат, 1963.
25. Павлов, К.Ф. Примеры и задачи по курсу процессов и аппаратов химической технологии : учеб. пособие для вузов / К.Ф. Павлов ; под ред. чл.-корр. АН России П.Г. Романкова. – 13-е изд., стер. Перепеч. с изд. 1987 г. / К.Ф. Павлов, П.Г. Романков, А.А. Носков. – М. : ТИД «Альянс», 2006. – 576 с.
26. Касаткин, А.Г. Основные процессы и аппараты химической технологии / А.Г. Касаткин. – 10-е изд. стер., доработ. перепеч. с 9-го изд. 1973 г. – М. : ТИД «Альянс», 2004. – 753 с.
27. Фролов, В.Ф. Лекции по курсу «Процессы и аппараты химической технологии» : учеб. для вузов / В.Ф. Фролов. – СПб. : Химиздат, 2003. – 608 с.
28. Методы расчета процессов и аппаратов химической технологии (примеры и задачи) / П.Г. Романков [и др.]. – СПб. : Химия, 1993. – 496 с.
29. McCabe, W.L. Unit Operation of Chemical Engineering / W.L. McCabe, J.C. Smith, P. Harriott. – 7th edit. – New York : McGraw Hill, 2005. – 1140 p.
30. Perry's Chemical Engineers' Handbook / Edit. Don W. Green. – 8th Edit. – New York : McGraw-Hill, 2007 (нумерация страниц по главам, всего около 2220 стр.).
31. Бёрд, Р.Б. Явления переноса / Р.Б. Бёрд, В.Е. Стьюарт, Е.Н. Лайтфут ; пер. с 1-го англ. издания 1969 г. Н.Н. Кулова, В.С. Крылова. – М. : Химия, 1974. – 688 с.
32. Bird, R.B. Transport Phenomena / R.B. Bird, W.E. Stewart, E.N. Lightfoot. – New York : Wiley, 2002. – XXI, 780 p.
33. Лойцянский, Л.Г. Механика жидкости и газа / Л.Г. Лойцянский. – Л. ; М. : Гостехтеоретиздат, 1950. – 676 с.
34. Абрамович, Г.Н. Прикладная газовая динамика. В 2 ч. Ч. 1 : учеб. руководство : для втузов. – 5-е изд., перераб. и доп. / Г.Н. Абрамович. – М. : Наука, 1991. – 600 с.
35. Абрамович, Г.Н. Прикладная газовая динамика. В 2 ч. Ч. 2 : учеб. руководство : для вузов. – 5-е изд., перераб. и доп. / Г.Н. Абрамович. – М. : Наука, 1991. – 304 с.
36. Кричевский, И.Р. Понятие и основы термодинамики / И.Р. Кричевский. – Изд. 2. – М. : Химия, 1970. – 440 с.
37. Белоконь, Н.И. Термодинамика / Н.И. Белоконь – М. ; Л. : Госэнергоиздат, 1954. – 416 с.
38. Белоконь, Н.И. Основные принципы термодинамики / Н.И. Белоконь – М. : Недра, 1968. – 111 с.
39. Соколов, Е.Я. Энергетические основы трансформации тепла и процессов охлаждения / Е.Я. Соколов, В.М. Бродянский. – М. : Энергоиздат, 1981. – 320 с.
40. Shapiro, A.H. Dynamics and Thermodynamics of Compressible Fluid Flow / A.H. Shapiro. – Reprint Ed., With Corrections. – New York : Ronald Press Co., 1983. – 1185 p.
41. Базаров, И.П. Заблуждения и ошибки в термодинамике / И.П. Базаров. – Изд. 2-е, испр. – М. : Едиториал УРСС, 2003. – 120 с.
42. Вукалович, М.П. Термодинамика / М.П. Вукалович, И.И. Новиков. – М. : Машиностроение, 1972. – 672 с.
43. Нечваль, А.М. Проектирование и эксплуатация газонефтепроводов : учеб. пособие / А.М. Нечваль. – Уфа : ДизайнПолиграфСервис, 2001. – 169 с.
44. Трубопроводный транспорт нефти и газа : учеб. для вузов / Р.А. Алиев [и др.]. – 2-е изд., перераб. и доп. – М. : Недра, 1988. – 368 с.
45. Комина, Г.П. Гидравлический расчет и проектирование газопроводов : учеб. пособие по дисциплине «Газоснабжение» для студентов специальности 270109 – теплогазо-снабжение и вентиляция / Г.П. Комина, А.О. Прошутинский ; СПбГАСУ. – СПб. : [б. и.], 2010. – 148 с.
46. Магистральные трубопроводы [Электронный ресурс] : СНиП 2.05.06–85* : является переизд. СНиП 2.05.06–85 с изменениями № 1, № 2, утв. постановления-

ми Госстроя СССР от 8 янв. 1987 г. № 1, от 13 июля 1990 г. № 61, и изм. № 3, утв. постановлением Минстроя России от 10 нояб. 1966 г. № 18–78 // Библиотека ГОСТов и нормативных документов. – Режим доступа : http://libgost.ru/snip/68110-Tekst_SNiP_2_05_06_85_Magistral_nye_truboprovody.html. – Загл. с экрана. **47.** Справочник по проектированию магистральных трубопроводов / под ред. А.К. Дерцакяна. – Л. : Недра, 1977. – 519 с. **48.** Белицкий, В.Д. Проектирование и эксплуатация магистральных газопроводов : метод. указания / В.Д. Белицкий, С.М. Ломов. – Омск : Изд-во Ом. гос. техн. ун-та, 2011. – 62 с. **49.** Борисов, С.Н. Гидравлические расчеты газопроводов / С.Н. Борисов, В.В. Даточный – М. : Недра, 1972. – 108 с.

50. Расчет и проектирование трубопроводов : справ. пособие / Б.В. Зверьков [и др.] ; под ред. Б.В. Зверькова. – Л. : Машиностроение. Ленингр. отд-ние, 1979. – 246 с. **51.** Ионин, А.А. Газоснабжение : учеб. для вузов / А.А. Ионин. – 4-е изд., перераб. и доп. – М. : Стройиздат, 1989. – 439 с. **52.** Лурье, М.В. Математическое моделирование процессов трубопроводного транспорта нефти, нефтепродуктов и газа : учеб. пособие / М.В. Лурье. – М. : Изд-во «Нефть и газ» РГУ нефти и газа им. И.М. Губкина, 2003. – 336 с. **53.** Поршаков, Б.П. Термодинамика и теплопередача в технологических процессах нефтяной и газовой промышленности / Б.П. Поршаков, Р.Н. Бикчентай, Б.А. Романов. – М. : Недра, 1987. – 349 с. **54.** Kennedy, J.L. Oil and Gas Pipeline Fundamentals / J.L. Kennedy. – 2nd edit. – Tulsa, Okla : PennWell Publ., 1993. – 366 p. **55.** Ill'kaev, R.I. Numerical Simulation of Gas Pipeline Networks / R.I. Ill'kaev [and others]. – М. : KomKniga, 2005. – 720 p. **56.** Меркулов, А.П. Вихревой эффект и его применение в технике / А.П. Меркулов. – М. : Машиностроение, 1997. – 346 с. **57.** Мисюля Д.И. Снижение гидравлического сопротивления и уноса дисперсных частиц в циклонах с помощью статистических раскручивающих устройств : автореф. дис. ... канд. техн. наук : 05.17.08 / Д.И. Мисюля. – Минск, 2011. – 23 с. **58.** Щукин, В.К. Теплообмен и гидродинамика внутренних потоков в полях массовых сил / В.К. Щукин. – М. : Машиностроение, 1980. – 240 с. **59.** Щукин, В.К. Теплообмен, массообмен и гидродинамика закрученных потоков в осесимметричных каналах. / В.К. Щукин, А.А. Халатов. – М. : Машиностроение, 1982. – 200 с.

60. Gupta, A.K. Swirl Flows / A.K. Gupta, D.G. Lilley, N. Syred. – UK : Abacus Press, 1984. – 588 p. **61.** Халатов, А.А. Теория и практика закрученных потоков / А.А. Халатов. – Киев : Наукова думка, 1989. – 190 с. **62.** Алексеенко, С.В. Введение в теорию концентрированных вихрей / С.В. Алексеенко, П.А. Куйбин, В.Л. Окулов. – Новосибирск : Изд-во ин-та теплофизики Сиб. отд-ния Рос. акад. наук, 2003. – 504 с. (Alekseenko, S.V. Theory of Concentrated Vortices: an Introduction / S.V. Alekseenko, P.A. Kuibin, V.L. Okulov. – Berlin, New York : Springer, 2007. – 488 p.). **63.** Митрофанова, О.В. Гидродинамика и теплообмен закрученных потоков в каналах ядерно-энергетических установок / О.В. Митрофанова. – М. : Физматлит, 2010. – 288 с. **64.** Абрамович, Г.Н. Теория турбулентных струй. – М. : Физматгиз, 1960. – 715 с. **65.** Лыков, А.В. Теория тепло- и массопереноса / А.В. Лыков, Ю.А. Михайлов. – М. ; Л. : Госэнергоиздат, 1963. – 534 с. **66.** Перри, Дж. Справочник инженера химика. В 2 т. / Дж. Перри ; пер. с 4-го англ. изд. 1963 г. под ред. Н.М. Жаворонкова и П.Г. Романкова. – М. ; Л. : Химия, 1969. – 2 т. **67.** Идельчик, И.Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям / И.Е. Идельчик ; под ред. М.О. Штейнберга. – 3-е изд., перераб. и доп. – М. : Машиностроение, 1992. – 672 с. **68.** Альтшуль, А.Д. Гидравлические сопротивления / А.Д. Альтшуль. – 2-е изд. – М. : Недра, 1982. – 224 с. **69.** Кутателадзе, С.С. Теплопередача и гидродинамическое сопротивление : справ. пособие / С.С. Кутателадзе. – М. : Энергоатомиздат, 1990. – 367 с.

70. Батунер, Л.М. Методы математического в химической технике / Л.М. Батунер, М.Е. Позин. – Л. : Химия, 1971. – 824 с. **71.** Калиткин, Н.Н. Численные ме-

тоды / Н.Н. Калиткин. – М. : Наука, Гл. ред. физ.-мат. литературы, 1978. – 512 с. **72.** Соколов, В.Н. Основы экспериментальных исследований в химической технике / В.Н. Соколов ; Ленингр. технол. ин-т им. Ленсовета. – Л. : [б. и.], 1978. – 62 с. **73.** Исаченко, В.П. Теплопередача : учеб. для вузов / В.П. Исаченко, В.А. Осипова, А.С. Сукомел. – 4-е изд. – М. : Энергоиздат, 1981. – 488 с. **74.** Конвективный тепло- и массоперенос : пер. с нем. / В. Каст [и др.]. – М. : Энергия, 1980. – 49 с.

Design Calculation of Ranque–Hilsch Vortex Tubes

V.I. Konovalov¹, A.Yu. Orlov¹, T. Kudra²

*Department “Technological Processes and Apparatuses”, TSTU (1); kvipri@ce.tstu.ru;
CanmetENERGY – Varennes; McGill University; Montreal, Canada (2)*

Key words and phrases: braking heating; expansion cooling; gas-hydrodynamic calculation; squares of pressure equation; thermal separation; viscous dissipation; vortex effect; vortex tube.

Abstract: We show the contradictory interpretations of the mechanism of the vortex temperature separation effect and no basis for its scientific-physical calculation. An engineering gas-hydrodynamic method of calculation based on the determination of the hydrodynamic resistance of the vortex tube and its components has been proposed and further developed. The equation for calculating the squares of pressure difference, taking into account logarithmic expansion of a compressible medium, has been obtained. Subsequent thermal calculation is performed on the basis of clearly identified effects of braking heating, expansion cooling and viscous dissipation, with the introduction of the “reality” correction factors. An experimental apparatus has been designed and constructed; the results of extensive experiments with seven modifications to the vortex tube and a method of statistical analysis have been presented. The final equations have been specified by the experiments for the specific types of vortex tubes.

Zur Berechnung der Wirbelröhre von Ranque–Hilsch

Zusammenfassung: Es sind die Widersprüche in der Erklärung des Mechanismus des Wirbeleffektes der Thermoseparierung und das Fehlen der Basis für seine wissenschaftlich-physikalische Berechnung gezeigt. Es ist die ingenierische gasdynamische Methode der Berechnung, die auf die Bestimmung der Widerstände des Wirbelröhres und seiner Elemente basiert ist, vorgeschlagen. Es ist die Gleichung für die Berechnung der Differenz der Druckquadraten, die die Verbreiterung des verdichtenden Mediums berücksichtigt wird, erhalten. Die darauffolgende Wärmeberechnung wird auf Basis der sicher festgesetzten Erscheinungen der Erwärmung durch das Bremsen, der erweiterten Abkühlung und der Zähigkeitsdissipation mit der Einführung der Korrekturen auf “die Realität” erfüllt. Es ist die experimentelle Anlage geschaffen, es sind die Ergebnisse der breiten Versuche mit den sieben Varianten der Wirbelröhre und die Methodik ihrer statischen Bearbeitung angeführt. Die Endart der Gleichungen wird nach den Experimenten für die konkreten Typen der Wirbelröhre präzisiert.

Pour le calcul des tubes vortex de Ranque–Hilsch

Résumé: Sont montrées les contradictions dans l'interprétation du mécanisme de l'effet de vortex de la thermoséparation et du manque de la base pour son calcul scientifique et physique. Est proposée et développée une méthode d'ingénieur gaz-hydrodynamique du calcul fondée sur la définition de la résistance de la tube de tourbillon et de ses éléments. Est obtenue une équation pour le calcul de la différence des carrés de la pression qui tient en compte de la manière logarithmique l'élargissement du milieu serrant. Le calcul thermique ultérieur est exécuté à la base des phénomènes du chauffage par le freinage établis d'une manière certaine, du refroidissement d'élargissement et de la dissipation de viscosité avec l'introduction des corrections sur la "réalité". Est créée une installation expérimentale, sont cités les résultats de vastes expériences avec sept variants des tubes vortex et la méthode de leur traitement statistique. La vue finale des équations est précisée d'après les expériences pour les types concrets des tubes vortex.

Авторы: *Коновалов Виктор Иванович* – доктор технических наук, профессор кафедры «Технологические процессы и аппараты»; *Орлов Андрей Юрьевич* – заведующий лабораторией кафедры «Технологические процессы и аппараты», ФГБОУ ВПО «ТГТУ»; *Кудра Тадеуш* – главный научный сотрудник Канмет-Энерджи, адъюнкт-профессор университета Мак-Гилл, Монреаль, Канада.

Рецензент: *Дмитриев Вячеслав Михайлович* – доктор технических наук, профессор кафедры «Безопасность жизнедеятельности», ФГБОУ ВПО «ТГТУ».
