

УДК 536.24

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ДИССИПАТИВНЫХ ЭФФЕКТОВ НА ТЕМПЕРАТУРНУЮ СТРАТИФИКАЦИЮ В ПОТОКАХ ГАЗА (ОБЗОР)

© 2014 г. С. А. Бурцев, А. И. Леонтьев

*Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана*

Поступил в редакцию 25.03.2013 г.

Выполнен обзор работ, посвященных различным видам газодинамического энергоразделения. Рассмотрены процессы, протекающие в вихревой трубе, эжекторе с отрицательным коэффициентом эжекции, стратификация в струе газа, при обтекании стенок и т.д. Приведены эмпирические данные и информация о моделях и методиках, позволяющих проводить исследования и/или оценку эффекта энергоразделения. Особое внимание уделено эффекту газодинамической температурной стратификации.

DOI: 10.7868/S0040364413060069

### ОГЛАВЛЕНИЕ

- Введение.
- Вихревой метод энергоразделения.
- Волновые и вихревые методы энергоразделения.
- Энергоразделение в двухфазных потоках.
- Пульсационные трубы.
- Стратификация в потоках газа при обтекании преграды.
- Стратификация в потоках сжимаемого газа.
- Газодинамическая температурная стратификация.
- Заключение.
- Список литературы.

### ВВЕДЕНИЕ

К настоящему времени известно много примеров температурной стратификации в газовом потоке. Причины, вызывающие ее, могут быть самыми различными. Иногда стратификация является результатом дисбаланса между количеством теплоты, выделяемой за счет работы сил трения, и количеством теплоты, которое может быть отведено механизмами теплопроводности (при данной температуре). В других случаях температурная стратификация вызывается вихревыми течениями, пульсациями давления или возникновением звуковых волн. Некоторые из этих явлений нашли применение в различных технических устройствах, предназначенных для получения разности температур.

### ВИХРЕВОЙ МЕТОД ЭНЕРГОРАЗДЕЛЕНИЯ

На сегодняшний день наиболее известным методом энергоразделения является вихревой, предложенный в 1931 году французским инженером-

металлургом Жоржем Жозефом Ранком (Georges Joseph Ranque). Он 12 декабря 1931 года в 14 часов 41 минуту подал заявку на изобретение в патентное ведомство Франции и 24 марта 1932 года получил патент FR 743111 на процесс получения из потока сжатого газа или пара двух потоков с различной температурой. Фрагмент первой страницы этого патента представлен на рис. 1. Через год Ранком был получен дополнительный патент FR 43164E на усовершенствования и варианты вихревой трубы. Кроме Франции, заявки были поданы в Великобританию (патент GB 405781 от 15 февраля 1934 г.) и США (патент US 1952281 от 27 марта 1934 г.).

В своей работе [1] и патентах Ранк сделал попытку заявить не только известные ему особенности конструкции, но и предположить возможные пути развития данного устройства и запатентовать требуемые для этого конструктивные элементы (рис. 2 и 3).

В 1933 г. Ж. Ранк сделал доклад на заседании Французского физического общества об открытом им явлении разделения сжатого газа, в котором пытался развить центробежную теорию вихревого эффекта. Достигнутый в эксперименте эффект энергоразделения (32 К) примерно в четыре раза превышал значения, получаемые из теоретических исследований. Сообщение изобретателя было встречено с недоверием, опытные данные объявлены ошибкой измерения, и об эффекте Ранка забыли.

Второй раз эффект вихревого энергетического разделения был зафиксирован во время второй мировой войны профессором Эрлингенского университета Робертом Хилшем (Robert Hilsh), который в 1946–1948 годах опубликовал ряд работ (см., например, [2, 3]), посвященных исследованиям вих-

ревого эффекта и доработке трубки Ранка (позже ее иногда стали называть трубкой Ранка–Хилша). Турбохолодильники имели в то время адиабатный КПД не выше 0.3, их ресурс и надежность не удовлетворяли потребителей, поэтому альтернативные источники охлажденного потока представляли большой интерес.

На сегодняшний день в фондах Российской государственной библиотеки находится около 10 докторских и порядка 150 кандидатских диссертаций, посвященных вихревому эффекту; в патентной библиотеке – сотни патентов, авторских свидетельств и т.д. Однако, несмотря на исключительную простоту данного устройства и большой объем накопленной информации, до сих пор нет единой общепринятой теории процессов энергоразделения и массообмена, с помощью которой возможен расчет газодинамических и физических параметров в вихревой трубе.

Достаточно подробные обзоры существующих гипотез, объясняющих вихревой эффект Ранка, приводятся в работах [4–7]. Наиболее распространенной физической моделью, объясняющей температурное разделение в вихревой трубе, является модель Фультона (C.D. Fulton) [8]. Согласно этой модели поток газа на входе в камеру вихревой трубы закручивается по закону свободного вихря ( $\omega r = \text{const}$ ) с большими угловыми скоростями в центре вихря. Статическая температура изменяется по радиусу вихря, увеличиваясь к периферии, а температура торможения распределена равномерно.

В процессе последующей перестройки потока от свободного вихря (с законом  $\omega r = \text{const}$ ) к вращению с постоянной угловой скоростью  $\omega = \text{const}$  возникают потоки теплоты, вызываемые градиентом статической температуры и направленные от периферии к центру, и потоки механической энергии от оси к периферии, обусловленные наличием вязкостных сил. В результате происходит выравнивание термодинамической температуры газа по поперечному сечению трубы и увеличение температуры торможения с ростом радиуса. Картина течения газа в противоточной вихревой трубе представлена на рис. 4. Обеспечив отвод холодного газа из приосевой зоны и нагретого из пристеночной зоны (потоки 3 и 4 на рис. 4), можно получить температурное разделение в вихревой трубе.

Согласно модели Фультона для получения эффекта энергетического разделения (сравнимого с экспериментальными данными) свободный вихрь преобразовывается в вынужденный вихрь с более высокой, чем у свободного вихря, периферийной скоростью.

Эффективность вихревых труб, применяемых для охлаждения и нагрева, принято оценивать температурным  $\eta$  и адиабатным  $\mu\eta$  КПД. Температурный КПД, называемый также иногда коэффици-



Рис. 1. Фрагмент первой страницы патента FR 743111, полученного Ж. Ранком во Франции.

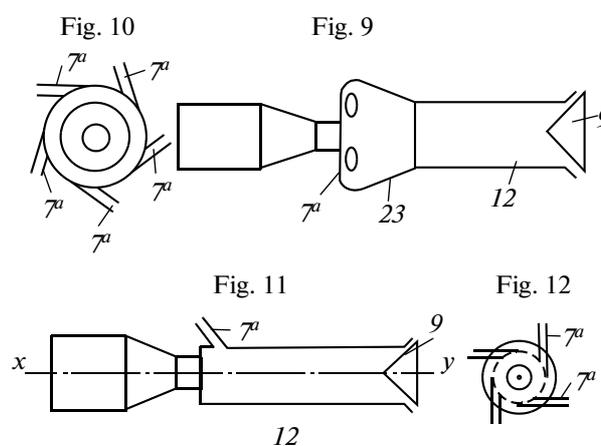


Рис. 2. Варианты многосоплового ввода, предложенные Ж. Ранком (фрагменты патента FR 743111).

ентом температурной эффективности, можно записать в виде

$$\eta = \frac{\Delta T_X}{\Delta T_S} = \frac{\Delta T_X}{T_0 \left[ 1 - \left( \frac{P_X}{P_0} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]},$$

где  $\Delta T_S$  – понижение температуры при изоэнтропном охлаждении в процессе расширения газа от  $P_0$  до  $P_X$ ,  $\Delta T_X$  – снижение температуры при охлаждении части газа в вихревой трубе.

Однако температурный КПД  $\eta$  не учитывает соотношения расходов горячего и холодного потоков, что не позволяет сравнивать вихревые трубы, имеющие разные соотношения расходов. Для решения этой проблемы введен параметр  $\mu = G_X/G_0$  (отношение массового расхода холодного потока к суммарному расходу) и эффективность вихревых труб оценивается по произведению  $\mu\eta$ , называемому адиабатным КПД.

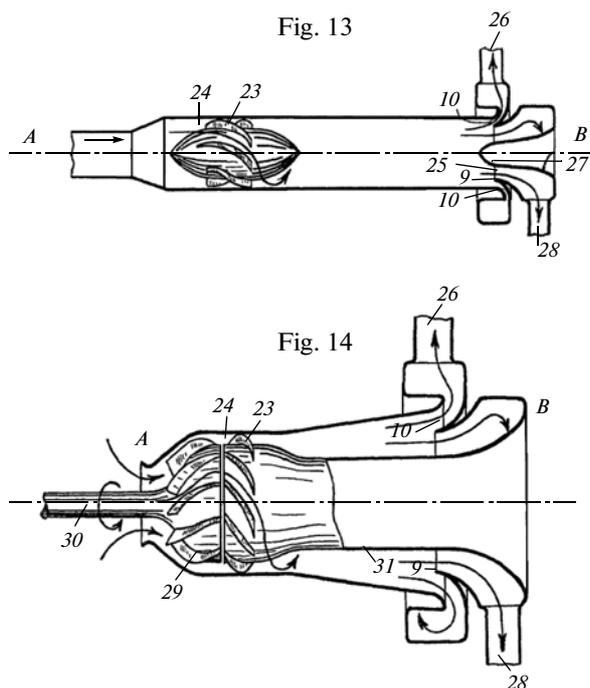


Рис. 3. Варианты механического завихрителя, предложенные Ж. Ранком (фрагменты дополнительного патента FR 43164E).

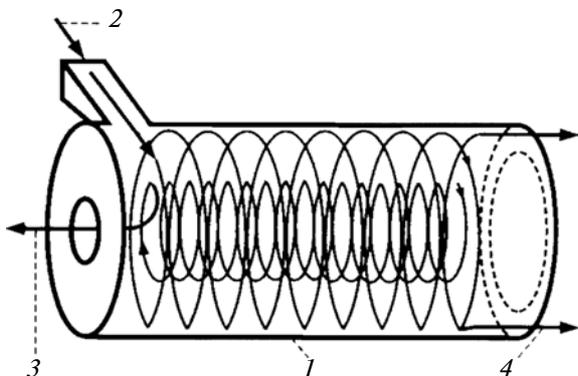


Рис. 4. Картина течения газа в противоточной вихревой трубе: 1 – вихревая труба, 2 – вход сжатого газа, 3 – выход охлажденного потока, 4 – выход нагретого потока.

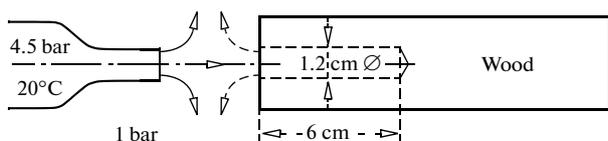


Рис. 5. Схема рабочего участка резонансной трубы Спрингера [22].

До настоящего времени проводятся работы, посвященные экспериментальному и численному исследованию данного эффекта [9–20]. Однако, несмотря на более чем 80-летний “стаж”, проблема объяснения и создания безальтернативной математической модели вихревой трубы до сих пор не решена.

## ВОЛНОВЫЕ И ВИХРЕВЫЕ МЕТОДЫ ЭНЕРГОРАЗДЕЛЕНИЯ

Известны и другие методы сепарации энергии в газовых потоках. На рис. 5 приводится схема рабочего участка резонансной трубы Спрингера (H. Sprenger) [21, 22]. Когда воздушная струя обтекает трубку с закрытым дном, температура поверхности дна при определенных режимах может в несколько раз превышать начальную температуру торможения газа. При этом температура газа в струе, вытекающей из трубки с закрытым дном, снижается. Этот эффект наблюдается при возникновении резонансных звуковых режимов, и величина температурного разделения существенно зависит от расстояния между соплом и открытым отверстием трубы. Наибольший эффект получается в том случае, когда выходной диаметр сопла примерно равен диаметру резонансной трубы. На рис. 6 приведена фотография рабочего участка, изготовленного из древесины, с выгоревшей полостью [22].

В ходе повтора этого эксперимента в ЦАГИ происходило неоднократное воспламенение резонансной трубы, выполненной из дерева.

Впервые этот эффект был зарегистрирован Гартманом (Hartmann) [23], однако ему не удалось получить значительного эффекта энергоразделения и работы в данном направлении были прекращены. В настоящее время продолжают исследования данного устройства [24, 25], которое часто называют трубой Гартмана–Спрингера (Hartmann–Sprenger tube).

Интересное изобретение было предложено О.Н. Еминым и С.П. Зарицким в работах [26, 27]. Схема этого устройства показана на рис. 7. После сверхзвукового сопла 4 часть газа проходит через диафрагму б, а другая часть – в камеру 3 и выходит через вентиль 2.

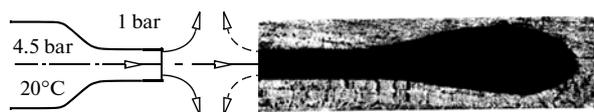


Рис. 6. Фотография рабочего участка резонансной трубы Спрингера (изготовленного из древесины) после 30 с работы установки (рабочий участок был распилен вдоль оси отверстия) [22].

При штатной работе данного устройства из диафрагмы *б* выходит нагретый газ, а из форкамеры через вентиль *2* – холодный. Проведенный анализ работ [26–29] позволяет предположить, что в этом устройстве вихревые эффекты сочетаются с волновыми, т.е. при корректном подборе параметров в камере смешения может осуществляться процесс энергоразделения.

Иногда в литературе эжектор с отрицательным коэффициентом эжекции называют прямоточным аналогом вихревой трубы, так как, видимо, наибольшее значение в процессе энергоразделения имеет образующийся в камере смешения вихрь (или система вихрей). Характерная схема течения газа в камере смешения представлена на рис. 8.

### ЭНЕРГОРАЗДЕЛЕНИЕ В ДВУХФАЗНЫХ ПОТОКАХ

Вызывает интерес сепарация энергии двухфазных потоков. Схема такого устройства, предложенная А.А. Столяровым в работе [30], показана на рис. 9. При увеличении скорости двухфазного потока в сопле *5* статическая температура потока уменьшается. При этом температура газа снижается значительно быстрее, чем температура капель жидкости, двигающейся вместе с потоком. За счет механизмов теплопроводности капли жидкости отдают теплоту окружающему потоку газа, т.е. происходит передача теплоты от жидкой фазы к газообразной. Температура торможения газообразной фазы возрастает, а температура капельной жидкости снижается, приближаясь к статической температуре газообразной фазы. После натекания на препятствие капельная жидкость, не успев изменить направление, вместе со сверхзвуковым потоком газа оседает на поверхность сепаратора *б*. В результате получают поток нагретого газа на выходе *7* и пленка охлажденной жидкой фазы на поверхности сепаратора *б*.

В работах [31, 32] изучено влияние частиц различной инерционности на интенсивность турбулентности несущего потока в трубе. Показано, что температурная стратификация в двухфазных потоках может возникать вследствие динамического и теплового проскальзывания газовой и дисперсной фаз.

### ПУЛЬСАЦИОННЫЕ ТРУБЫ

В 1963 году Гиффорд (W.E. Gifford) и Лонгсворт (R.C. Longworth) в [33] представили новый тип охладителя. Эта простая и надежная конструкция, получившая название “пульсационная труба”, обеспечивает возникновение градиента температур при впуске и выпуске из нее газа.

Данное изобретение оказалось интересным с точки зрения получения низких (криогенных) температур. В работе [34] было показано, что для

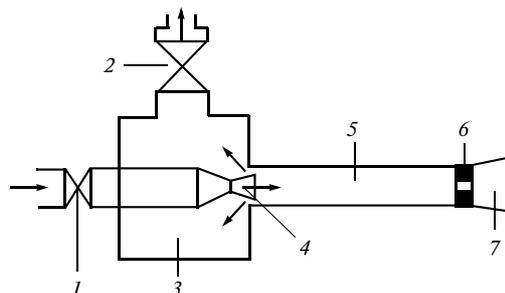


Рис. 7. Эжектор с отрицательным значением коэффициента эжекции [26, 27]: 1, 2 – регулировочные краны; 3 – форкамера; 4 – сверхзвуковое сопло; 5 – камера смешения; 6 – диафрагма; 7 – диффузор.

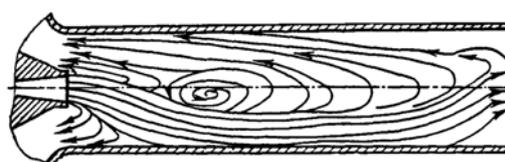


Рис. 8. Схема течения газа в камере смешения эжектора с отрицательным значением коэффициента эжекции (справа – выход горячего газа, слева – вход сжатого газа и выход холодного).

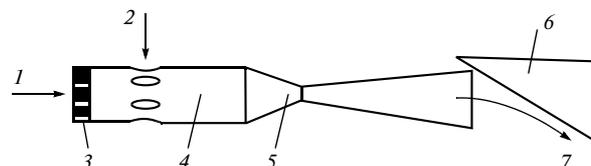
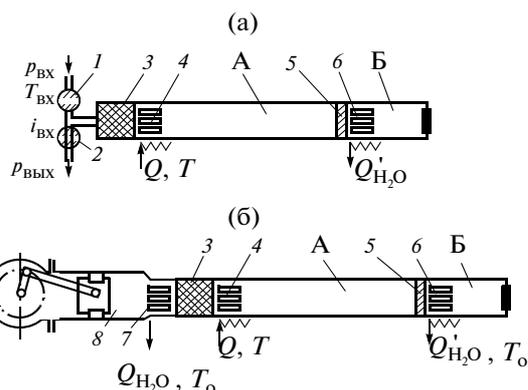


Рис. 9. Схема устройства энергоразделения в двухфазном потоке [30]: 1 – вход для жидкости, 2 – вход для газа, 3 – распылитель, 4 – смеситель, 5 – сверхзвуковое сопло, 6 – сепаратор, 7 – выход газа.

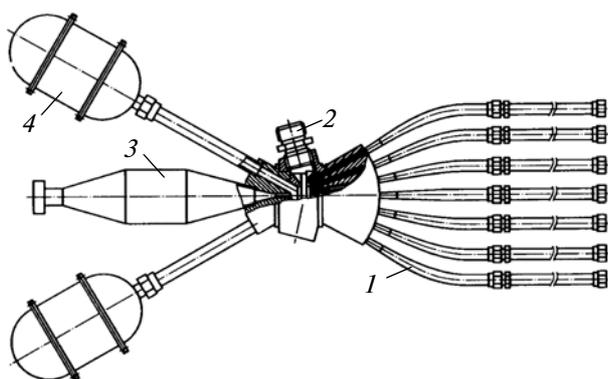
одноступенчатой пульсационной трубы максимально достижимым оказался уровень 124 К, а для двухступенчатой системы – 79 К.

В усовершенствованном варианте [35] пульсационной трубы с дополнительным ресиверным объемом и сужающимся устройством (вентилем, дюзой или жерлом), разработанным в МВТУ им. Н.Э. Баумана (рис. 10), достигнута минимальная температура 100 К при расширении воздуха в одной ступени ( $p_{\text{вх}}/p_{\text{вых}} \approx 5$ ). При истечении через дюзу *5* в ресиверный объем *Б* газ совершает дополнительную работу, которая трансформируется в теплоту и отводится в конечном холодильнике *7* [36].

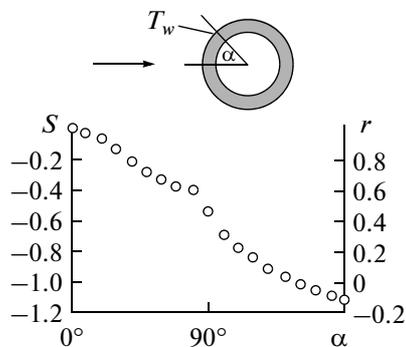
В некоторых холодильных установках с пульсационными трубами используют резонаторные камеры (см. рис. 11), которые создают большой импульс, необходимый для поворота потока [37].



**Рис. 10.** Схемы усовершенствованных конструкций пульсационной трубы [36]: (а) – с клапанами, (б) – с присоединенным поршнем; 1, 2 – впускной и выпускной клапаны; 3 – регенератор; 4 – теплообменник-охладитель; 5 – дюза (дроссельное отверстие); 6 – холодильник; 7 – концевой холодильник; 8 – компрессор-детандер; А – рабочее пространство трубы; Б – ресиверный объем.



**Рис. 11.** Конструктивная схема пульсационной трубы [37]: 1 – рецепторные трубки, 2 – отводящий патрубок, 3 – подводящий патрубок, 4 – резонаторные камеры.



**Рис. 12.** Параметр  $S$  и коэффициент восстановления температуры  $r$  на поверхности цилиндра, обтекаемого потоком газа [38].

### СТРАТИФИКАЦИЯ В ПОТОКАХ ГАЗА ПРИ ОБТЕКАНИИ ПРЕГРАДЫ

Интересные результаты по стратификации энергии были получены Эккертом (E. Eckert) и Вайсом (W. Weise) [38] в 1940 году, когда они измерили коэффициент восстановления температуры  $r$  при поперечном обтекании цилиндра (рис. 12).

По мере приближения к задней лобовой точке наблюдалось существенное уменьшение коэффициента восстановления температуры вплоть до отрицательных значений. Это значит, что температура поверхности цилиндра на подветренной стороне может быть ниже термодинамической температуры набегающего потока.

Параметр  $S$  и коэффициент восстановления температуры  $r$  определялись как

$$S = r - 1 = \frac{T_w^* - T_0^*}{T_0^* - T_0}, \quad r = \frac{T_w^* - T_0}{T_0^* - T_0},$$

где  $T_0^* = T_0 + W_0^2 / (2C_p)$  – температура торможения потока,  $T_w^*$  – температура восстановления на стенке,  $T_0$  – статическая температура в потоке газа,  $W_0$  – скорость потока,  $C_p$  – изобарная теплоемкость.

Известно, что температура теплоизолированной пластины (температура восстановления на стенке), обтекаемой потоком сжимаемого газа, в общем случае отличается от температуры торможения потока (см. [39]) и для газа с постоянной теплоемкостью определяется формулой

$$T_w^* = T_0 + r \frac{W_0^2}{2C_p} = T_0 \left( 1 + r \frac{k-1}{2} M^2 \right) = T_0^* \left[ 1 - (1-r) \frac{k-1}{k+1} \lambda^2 \right]. \quad (1)$$

В (1)  $k$  – показатель адиабаты,  $M = W_0/a_{зв}$  – число Маха,  $a_{зв}$  – локальная скорость звука,  $\lambda = W_0/a_{кр}$  – приведенная скорость,  $a_{кр}$  – критическая скорость.

Коэффициент восстановления температуры показывает долю кинетической энергии, которая перешла в теплоту на стенке.

В дальнейшем в [40] было отмечено существенное влияние на стратификацию энергии генерируемых акустических волн, особенно в области резонанса с отрывом вихрей от поверхности цилиндра.

В 2004 году опубликована работа Гольштейна (Goldstein R.J.) и Санитая (Sanitja S.) [41], где они повторили опыты [38]. Результаты измерения коэффициента восстановления температуры по окружности цилиндра представлены на рис. 13.

В работах Гольштейна и Сеола (Seol W.S.) [42, 43] была обнаружена существенная стратификация энергии в области взаимодействия струи с

преградой, что объясняется генерацией вихревых структур в области взаимодействия струи с окружающей средой.

Интересным фактом является температурная стратификация в свободно истекающей струе газа [42]. На рис. 14 представлены результаты проведенных экспериментов. Параметр  $S$  определялся как  $S = (T^* - T_0^*) / (T_0^* - T_0)$ , где  $T^*$  – текущая температура торможения. Графики приведены для поперечного сечения струи на расстоянии двух калибров от среза сопла. Температура торможения струи равна температуре окружающей среды, куда происходит ее истечение.

Термодинамическая температура в струе меньше температуры окружающей среды и имеет место поток теплоты за счет теплопроводности в ядро струи, а в противоположном направлении передается энергия от работы сил вязкости. Эти потоки имеют различную интенсивность, которая также меняется по длине струи. В результате условно можно выделить ядро, в котором наблюдается небольшое увеличение температуры (за счет теплопроводности), затем кольцевую зону, где температура торможения намного ниже (энергия пошла на разгон внешних слоев газа), и, наконец, кольцевую зону, которая состоит из воздуха, подхваченного струей, сообщившей ему дополнительную энергию за счет вязкостных сил.

Для турбулентного потока этот эффект выражается сильнее, чем для ламинарного потока (см. рис. 14).

В других известных способах энергоразделения такого простого объяснения причин сепарации энергии найти не удается.

### СТРАТИФИКАЦИЯ В ПОТОКАХ СЖИМАЕМОГО ГАЗА

Видимо, впервые специфическое распределение эпюры температуры торможения в пограничном слое сжимаемого газа (воздуха) при обтекании тонкой пластины было отмечено в работе Эккерта (Eckert E.) и Древитца (Drewitz O.) [44] (рис. 15). Используемый ими параметр  $S$  и относительную поперечную координату можно представить в виде

$$S = \frac{T^* - T_0^*}{T_0^* - T_0}, \quad \eta = \frac{y}{2x} \sqrt{Re},$$

где  $x, y$  – координаты вдоль и поперек пластины;  $Re$  – число Рейнольдса, определенное по параметрам набегающего потока и координате  $x$ ; на теплоизолированной стенке  $S = r - 1$ .

Такой вид эпюры связан с тем, что возле стенки происходит искривление эпюры температуры торможения (восстановления) потока газа в погранич-

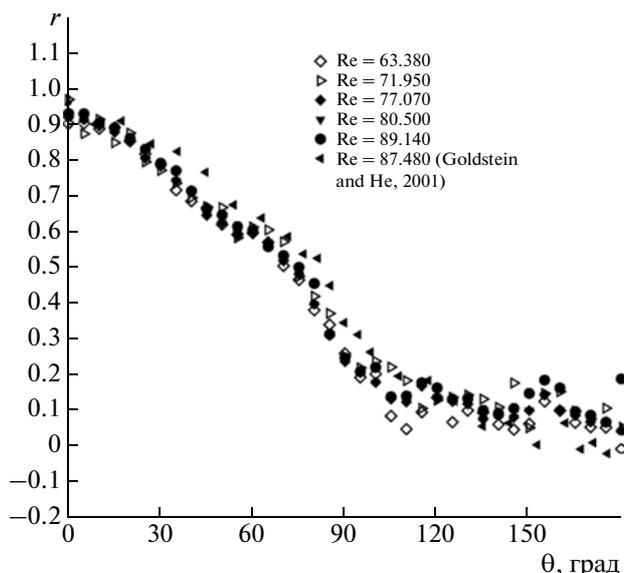


Рис. 13. Изменение коэффициента восстановления температуры по окружности цилиндра, обтекаемого потоком газа [41].

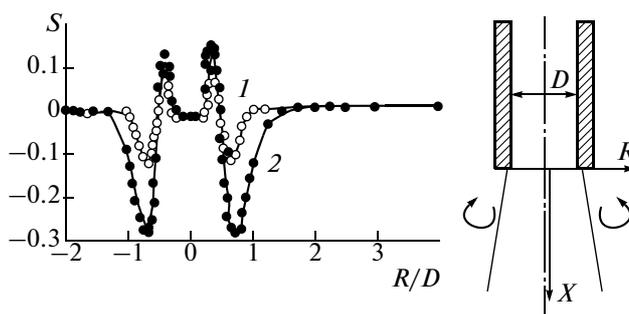


Рис. 14. Стратификация в струе газа (на расстоянии  $X/D = 2$ ) [42]: 1 – ламинарное течение, 2 – турбулентное течение.

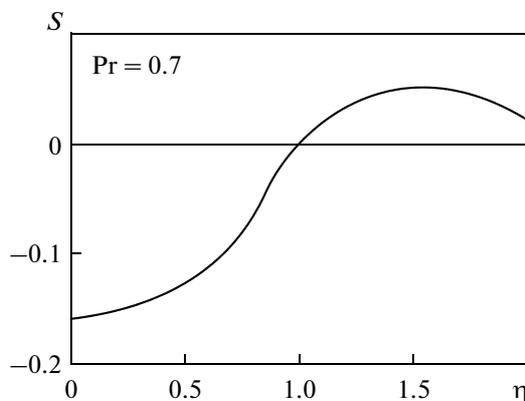


Рис. 15. Изменение параметра  $S$  в пограничном слое сжимаемого газа на тонкой пластине [44].

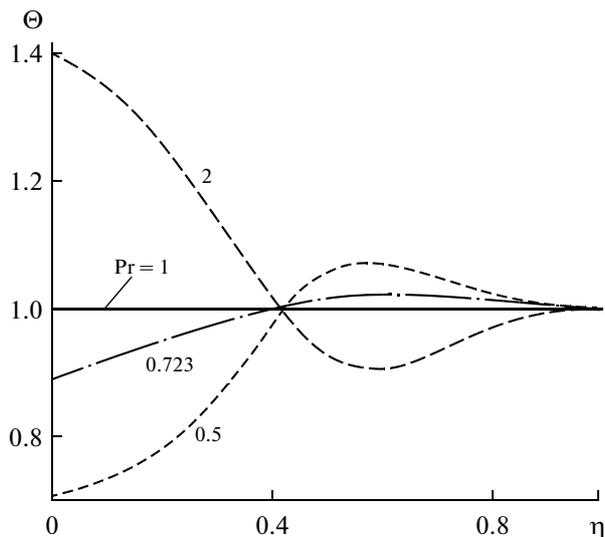


Рис. 16. Распределение по сечению пограничного слоя безразмерной температуры торможения при обтекании потоком сжимаемого газа теплоизолированной стенки (для разных значений числа Прандтля) [45].

ном слое, причем форма и величина искривления зависят от значения критерия Прандтля

$$\text{Pr} = \frac{\mu C_p}{\lambda},$$

где  $\mu$  – коэффициент кинематической вязкости,  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности.

Как показано в работе [45], при  $\text{Pr} \neq 1$  температура торможения будет изменяться по толщине пограничного слоя и неравномерность эпюры будет тем больше, чем сильнее число Прандтля отличается от единицы. На рис. 16 представлена зависимость безразмерной температуры  $\Theta = (T^* - T_0) / (T_0^* - T_0)$  от  $\eta = y/\delta$  при обтекании теплоизолированной пластины потоком сжимаемого газа. При этом  $y$  – координата поперек потока,  $\delta$  – толщина пограничного слоя; на теплоизолированной стенке  $T^* = T_w^*$  и  $\Theta = r$ .

Из рис. 16 видно, что при значении числа Прандтля  $\text{Pr} > 1$  вблизи стенки безразмерная температура торможения выше, чем в остальном потоке (разница тем больше, чем больше значение критерия Прандтля). Это объясняется тем, что с увеличением вязкости растет выделение теплоты вблизи стенки, а при уменьшении теплопроводности (при данной температуре) уменьшается отвод теплоты из пограничного слоя в поток газа. Оба эти эффекта ведут к повышению температуры газа возле стенки.

При значении критерия Прандтля  $\text{Pr} < 1$  вблизи стенки безразмерная температура торможения ниже, чем в остальном потоке. В обоих случаях

происходит изменение полной температуры газа в пограничном слое от температуры теплоизолированной стенки до температуры торможения основного потока.

При значении критерия Прандтля  $\text{Pr} = 1$  температура торможения остается постоянной по всей толщине пограничного слоя.

В работах [46, 47] показано, что для чисел Прандтля 0.6–2.0 для ламинарного пограничного слоя коэффициент восстановления температуры хорошо описывается выражением

$$r = \sqrt{\text{Pr}}. \quad (2)$$

Из работы Джонсона и Рубезина (Johnson H., Rubesin M.W.) [48] следует, что для плоской пластинки из аппроксимации точного решения уравнений ламинарного пограничного слоя сжимаемого газа коэффициент восстановления хорошо описывается выражением (2) для чисел Прандтля 0.72–1.2, чисел Маха от 0 до 10 и показателя степени  $n$  в зависимости вязкости и теплопроводности от температуры [39] в пределах 0.5–1.25.

Аналитические исследования для дозвукового потока были подтверждены экспериментально Хилтоном (Hilton W.F.) [49] (измерение адиабатной температуры поверхности тонкой пластины) и Эккертом и Вайсом [38] (для случаев обтекания плоской пластины и осесимметричного течения вдоль цилиндрического зонда).

Анализ влияния различных факторов на значение коэффициента восстановления температуры при ламинарном режиме течения был выполнен в работе [50]. В этой работе показано, что при течении воздуха числа Маха и Рейнольдса и продольный градиент давления слабо влияют на коэффициент восстановления температуры, который в широком диапазоне параметров равен  $0.850 \pm 0.012$ . Это хорошо согласуется с выражением (2), которое для диапазона  $\text{Pr} = 0.69$ –0.72 дает коэффициент восстановления температуры в диапазоне  $r = 0.83$ –0.85.

Для турбулентного пограничного слоя при числе Прандтля от 0.5 до 2 и постоянных свойствах потока Акерманн (Ackermann G.) [51] нашел, что коэффициент восстановления температуры может быть определен выражением:

$$r = \sqrt[3]{\text{Pr}}. \quad (3)$$

В работе [52] Себан (Seban R.A.) для развитого турбулентного потока получил выражение, связывающее коэффициент восстановления с числом Прандтля и числом Рейнольдса:

$$r = 1 - \left( 4.71 - 4.11 \frac{5\text{Pr} - 7\text{Pr}}{5\text{Pr} + 1} - 0.601\text{Pr} \right) \text{Re}^{-0.2},$$

где  $\text{Re}$  – число Рейнольдса, составленное по параметрам внешнего потока и по расстоянию от начала обтекаемой поверхности.

В работе Широкова [53] получена более простая формула

$$r = 1 - 4.55(1 - \text{Pr}) \text{Re}^{-0.2}.$$

В работах Себана и Широкова принимался закон распределения скорости в пограничном слое, экспериментально полученный Никурадзе для турбулентного течения в трубах.

В работе [38] для развитого турбулентного течения в дозвуковом потоке авторы получили значение коэффициента восстановления температуры на плоской пластинке и цилиндрическом зонде  $r = 0.89$ . В работе [54] для конуса и параболического тела вращения при  $M = 2$  получены значения  $r = 0.888$  и  $r = 0.891$  соответственно.

Стайн (Stine H.A.) и Шерер (Scherrer R.) [55] исследовали коэффициент восстановления на  $10^\circ$ -ном конусе и комбинированном теле, состоящем из  $40^\circ$  конуса и цилиндра. Для конуса они получили значение  $r = 0.882 \pm 0.008$  при числах Маха 1.97 и 3.77, для комбинированного тела —  $r = 0.885 \pm 0.011$  при числах Маха 3.1 и 3.77.

В работе [56] авторы исследовали коэффициент восстановления также на комбинированном теле, состоящем из  $12^\circ$  конуса и цилиндра, числа Маха изменялись от 3.0 до 6.3 и углы атаки — до  $45$  градусов. Они обнаружили, что для турбулентного течения воздуха при угле атаки, равном  $0^\circ$ , значение коэффициента восстановления температуры составляет  $r = 0.883$ .

Выполненный в работе [50] анализ влияния различных факторов на коэффициент восстановления температуры  $r$  показал, что на гладких поверхностях при турбулентном обтекании потоком сжимаемого газа практически все известные зависимости для случая течения воздуха ( $\text{Pr} = 0.69\text{--}0.72$ ) дают значения, близкие к выражению (3).

В работах [57–63] показано, что существенное отличие от выражения (3) наблюдается только при низких значениях числа Прандтля. Еще одной областью, не описываемой выражением (3), является случай обтекания газом (воздухом) поверхностей, покрытых регулярным рельефом [64–74].

### ГАЗОДИНАМИЧЕСКАЯ ТЕМПЕРАТУРНАЯ СТРАТИФИКАЦИЯ

Известно, что интенсивность теплообмена между газом и омываемой поверхностью пропорциональна величине температурного напора между стенкой и потоком. В случае течения сжимаемого газа эта величина равна разности между равновесной температурой обтекаемой поверхности (температурой восстановления — той температурой, которую приобретает теплоизолированная стенка, обте-

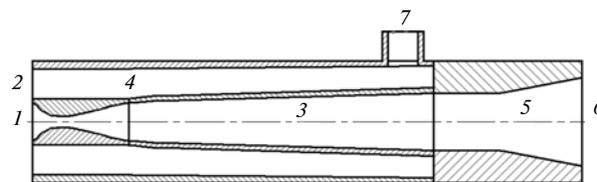


Рис. 17. Принципиальная схема устройства газодинамической температурной стратификации: 1 — вход в сверхзвуковой канал, 2 — вход в дозвуковой канал, 3 — сверхзвуковой канал, 4 — дозвуковой канал, 5 — диффузор, 6 — выход из сверхзвукового канала, 7 — выход из дозвукового канала.

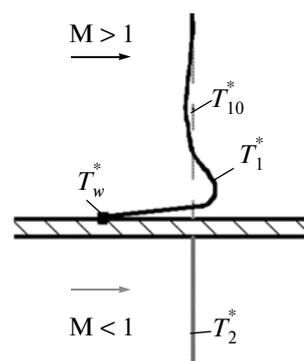


Рис. 18. Схема возникновения газодинамической температурной стратификации для случая  $\text{Pr} < 1$ .

каемая потоком сжимаемого газа при отсутствии теплообмена излучением) и температурой стенки.

На использовании этой особенности основан способ температурной стратификации в сверхзвуковом потоке газа, предложенный Леонтьевым А.И. в 1996 году. Им же было предложено устройство для реализации этого способа, получившее название “труба Леонтьева” (ТЛ) [75, 76]. Принципиальная схема данного устройства представлена на рис. 17.

В отличие от трубы Ранка, труба Леонтьева быстро получила мировое признание. На 47-й Международной выставке инвестиций, исследований и новых технологий в Брюсселе (Эврика-98) предложенное изобретение получило серебряную медаль с дипломом.

К настоящему времени на данную тему опубликованы несколько десятков статей и докладов на конференциях различного уровня, получены несколько патентов [77–81], защищены 6 кандидатских диссертаций [82–87].

На рис. 18 представлена принципиальная схема газодинамической температурной стратификации. Два потока газа (сверху изображен сверхзвуковой поток газа, снизу дозвуковой) разделены стенкой.

Изначально принято, что температуры торможения потоков одинаковы. Со стороны сверхзвуково-

го потока происходит перераспределение эпюры температуры торможения  $T_1^*$  (при этом среднеинтегральная температура торможения  $T_{10}^*$  в пограничном слое остается неизменной). В этой ситуации возникает температурный напор при  $T_{10}^* = T_2^*$ , равный

$$\Delta T = T_2^* - T_w^* = T^* - T^* \left[ 1 - (1-r) \frac{k-1}{k+1} \lambda^2 \right] = T^* (1-r) \frac{k-1}{k+1} \lambda^2. \quad (4)$$

Из уравнения (4) видно, что рост приведенной скорости сверхзвукового потока приводит к уменьшению температуры восстановления и росту температурного напора между дозвуковым и сверхзвуковым потоками газа. Но вместе с этим (для течения в канале при заданном давлении торможения на входе) рост скорости сверхзвукового потока приводит к уменьшению коэффициента теплоотдачи со стороны сверхзвукового потока. Иначе говоря, можно предположить, что существует оптимальная скорость сверхзвукового потока, при которой количество теплоты, переданной от дозвукового потока газа сверхзвуковому потоку, будет максимальным.

Случай обтекания потоком идеального газа бесконечно тонкой непроницаемой и проницаемой пластин и предельные оценки возможного максимального увеличения температуры торможения потоков рассмотрены в работах [88, 89].

В работах [90, 91] была предложена методика расчета температурной стратификации газа на базе одномерных уравнений газовой динамики. Верификация данной методики численного расчета выполнена в работах [92, 93]. Далее в работах [94, 95] была выполнена модификация данной методики и ее повторная верификация по экспериментальным данным, полученным при течении природного газа и воды.

В работе [96] показано, что наибольшее влияние на эффективность работы устройства температурной стратификации газа оказывает коэффициент восстановления температуры. В общем случае он зависит от физических свойств потока, режима течения, геометрической формы и особенностей обтекаемой поверхности. При обтекании газом непроницаемого тела заданной формы коэффициент восстановления температуры является функцией пяти переменных  $r = f(\text{Pr}, \text{Pr}_T, k, \text{Re}, M)$ .

Совместное влияние числа Прандтля рабочего тела и приведенных скоростей в дозвуковом и сверхзвуковом потоках для случая тонкой непроницаемой и проницаемой пластин рассмотрено в работе [97]. Там же рассмотрено влияние числа Прандтля рабочего тела, отношения массовых расходов сверхзвукового и дозвукового потоков газа и приведенных скоростей в дозвуковом и сверхзвуковом потоках для коаксиально расположенных цилиндрических каналов.

В работе [98] было показано, что для газов с числом  $\text{Pr} \approx 0.7$  увеличение эффекта стратификации возможно только при снижении коэффициента восстановления температуры и повышении коэффициента теплоотдачи.

В работах [99–105] рассмотрено влияние вдува (отсоса) газа и выполнены предельные оценки достижимого уровня стратификации. Вопросы образования второй фазы и ее влияние на гидродинамику потока и эффективность энергоразделения рассмотрены в работах [106–113]. Влияние остальных факторов на эффективность энергоразделения рассмотрено в [114–117].

Циклы тепловых и холодильных машин, использующие эффект газодинамической температурной стратификации представлены в работах [45, 96, 118–121].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнен анализ существующих методов газодинамического энергоразделения (вихревая труба, эжектор, стратификация в струе газа и при обтекании стенок, и т.д.). Показано, что, несмотря на уже почти вековую историю и достаточно широкое распространение некоторых из предложенных методов энергоразделения, до сих пор нет единой теории, объясняющей эти процессы. Приведены эмпирические данные и информация о наиболее известных и популярных моделях и методиках, позволяющих проводить исследование и/или оценку эффекта энергоразделения. Показано, что исследование диссипативных эффектов позволяет проводить аналогии между различными видами энергоразделения, создавая базу для понимания физической сущности данных процессов.

Особое внимание уделено эффекту газодинамической температурной стратификации, предложенному Леонтьевым А.И. и основанному на использовании разности количества теплоты, получаемой от работы сил трения и количества теплоты, которое может быть отведено механизмами теплопроводности при данной температуре.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ranque G.J.* Experiments on Expansion in a Vortex with Simultaneous Exhaust of Hot Air and Cold Air // *Le Journal de Physique et Le Radium*. 1933. V. 7. № 4. P. 112.
2. *Hilsch R.* Die Expansion von Gasen im Zentrifugalfeld als Kälteprozess // *Z. Naturf.* 1946. Bd. 1. S. 208.
3. *Hilsch R.* The Use of the Expansion of Gases in a Centrifugal Field as Cooling Process // *Rev. Sci. Instrum.* 1947. V. 18. № 2. P. 108.
4. *Меркулов А.П.* Вихревой эффект и его применение в технике. М.: Машиностроение, 1969. 183 с.
5. *Мартынов А.В., Бродянский В.М.* Что такое вихревая труба? М.: Энергия, 1976. 152 с.

6. Сулов А.Д., Иванов С.В., Мурашкин А.В., Чижиков Ю.В. Вихревые аппараты. М.: Машиностроение, 1985. 256 с.
7. Пиралишвили Ш.А., Поляев В.М., Сергеев М.Н. Вихревой эффект. Эксперимент, теория, технические решения / Под ред. Леонтьева А.И. М.: УНПЦ “Энергомаш”, 2000. 412 с.
8. Fulton C.D. Ranque’s Tube // *Refrigerating Eng.* 1950. V. 5. P. 473.
9. Smith Eiamsa-ard, Pongjet Promvong. Numerical Investigation of the Thermal Separation in a Ranque–Hilsch Vortex Tube // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 2007. V. 50. P. 821.
10. Tanvir Farouk, Bakhtier Farouk. Large Eddy Simulations of the Flow Field and Temperature Separation in the Ranque–Hilsch Vortex Tube // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 2007. V. 50. P. 4724.
11. Upendra Behera, Paul P.J., Dinesh K., Jacob S. Numerical Investigations on Flow Behaviour and Energy Separation in Ranque–Hilsch Vortex Tube // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 2008. V. 51. P. 6077.
12. Yunpeng Xue, Maziar Arjomandi. The Effect of Vortex Angle on the Efficiency of the Ranque–Hilsch Vortex Tube // *Exp. Therm. Fluid Sci.* 2008. V. 33. P. 54.
13. Tanvir Farouk, Bakhtier Farouk, Alexander Gutsol. Simulation of Gas Species and Temperature Separation in the Counter-Flow Ranque–Hilsch Vortex Tube Using the Large Eddy Simulation Technique // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 2009. V. 52. P. 3320.
14. Secchiaroli A., Ricci R., Montelpare S., D’Alessandro V. Numerical Simulation of Turbulent Flow in a Ranque–Hilsch Vortex Tube // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 2009. V. 52. P. 5496.
15. Burak Markal, Orhan Aydin, Mete Avci. An Experimental Study on the Effect of the Valve Angle of Counter-Flow Ranque–Hilsch Vortex Tubes on Thermal Energy Separation // *Exp. Therm. Fluid Sci.* 2010. V. 34. P. 966.
16. Dutta T., Sinhamahapatra K.P., Bandyopdhyay S.S. Comparison of Different Turbulence Models in Predicting the Temperature Separation in a Ranque–Hilsch Vortex Tube // *Int. J. Refrig.* 2010. V. 33. № 4. P. 783.
17. Dincer K., Avci A., Baskaya S., Berber A. Experimental Investigation and Energy Analysis of the Performance of a Counter Flow Ranque–Hilsch Vortex Tube with Regard to Nozzle Cross-Section Areas // *Int. J. Refrig.* 2010. V. 33. № 5. P. 954.
18. Yunpeng Xue, Maziar Arjomandi, Richard Kelso. Visualization of the Flow Structure in a Vortex Tube // *Exp. Therm. Fluid Sci.* 2011. V. 35. P. 1514.
19. Selek M., Tasdemir S., Dincer K., Baskaya S. Experimental Examination of the Cooling Performance of Ranque–Hilsch Vortex Tube on the Cutting Tool Nose Point of the Turret Lathe through Infrared Thermography Method // *Int. J. Refrig.* 2011. V. 34. № 3. P. 807.
20. Yunpeng Xue, Maziar Arjomandi, Richard Kelso. Experimental Study of the Flow Structure in a Counter Flow Ranque–Hilsch Vortex Tube // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 2012. V. 55. P. 5853.
21. Sprenger H. Über Thermische Effekte in Resonanzrohren (German) // *Mitteilungen aus dem Institut für Aerodynamik, Eidgenössische Tech. Hochschule. Zurich.* 1954. № 21. P. 18. (*Sprenger H.S. On Thermal Effects in Resonance Tubes // Milt. Eidgenöss. Tech. Hoch. Inst. Aerodynamik, Zurich.* 1954. № 21. S. 18).
22. Sprenger H. On Thermal Effects in Resonance Tubes // *NASA-TM-X-56287.* 1964. 25 p.
23. Hartmann J., Troll B. On the New Method for the Generation of Sound Waves // *Phys. Rev.* 1922. V. 20. P. 719.
24. Iwamoto J., Deckker B.E.L. A Study of the Hartmann-Sprenger Tube Using the Hydraulic Analogy // *Exp. Fluids.* 1985. V. 3. Issue 5. P. 245.
25. Murugappan S., Gutmark E. Parametric Study of the Hartmann Sprenger Tube // *Exp. Fluids.* 2005. V. 38. Issue 6. P. 813.
26. Емин О.Н., Зарицкий С.П. Способ охлаждения газа. А. с. 259915 РФ // *Б.И.* 1970. № 3.
27. Емин О.Н., Зарицкий С.П., Моравский А.В. Экспериментальное исследование работы эжектора с отрицательным коэффициентом эжекции // *Теплоэнергетика.* 1972. № 10. С. 51.
28. Столяров А.А. О механизме энергоразделения в газовом эжекторе // *Изв. АН СССР. МЖГ.* 1977. № 6. С. 145.
29. Столяров А.А. Об особенностях термического энергоразделения в газовом эжекторе // *Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт.* 1981. № 1. С. 159.
30. Столяров А.А. Об эффекте энергоразделения в двухфазном потоке // *ИФЖ.* 1976. Т. 31. № 3. С. 474.
31. Вараксин А.Ю., Зайчик Л.И. Влияние мелкодисперсной примеси на интенсивность турбулентности несущего потока в трубе // *ТВТ.* 1998. Т. 36. № 6. С. 1004.
32. Зайчик Л.И., Вараксин А.Ю. Влияние следа за крупными частицами на интенсивность турбулентности несущего потока // *ТВТ.* 1999. Т. 37. № 4. С. 683.
33. Gifford W.E., Longworth R.C. Pulse-Tube Refrigeration // *Trans. ASME. J. Manuf. Sci. Eng.* 1964. V. 86. Issue 3. P. 264.
34. Longworth R.C. An Experimental Investigation of Pulse Tube Refrigeration Heat Pumping Rates // *Adv. in Cryogenic Eng.* 1967. V. 12. P. 608.
35. Mikulin E.I., Tarasov A.A., Shkrebyonok M.P. Low-Temperature Expansion Pulse Tubes // *Adv. in Cryogenic Eng.* 1984. V. 29. P. 629.
36. Архаров А.М., Марфенина И.В., Микулин Е.И. Криогенные системы. Основы теории и расчета. М.: Машиностроение, 1988. 464 с.
37. Машины низкотемпературной техники. Криогенные машины и инструменты / Под общ. ред. Архарова А.М., Буткевича И.К. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2011. 582 с.
38. Eckert E., Weise W. Messungen der Temperaturverteilung auf der Oberfläche schnell angeströmter unbeheizter Körper // *Forschung auf dem Gebiet des Ingenieurwesens A.* 1942. Bd. 13. № 6. S. 246.
39. Кутателадзе С.С., Леонтьев А.И. Теплообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергоатомиздат, 1985. 320 с.
40. Kurosaka M. Acoustic Strieaming in Swirling Flow and the Ranque–Hilsch Effect // *J. Fluid Mech.* 1982. V. 24. P. 139.

41. *Sanitjia S., Goldstein R.J.* Forced Convection Heat Transfer from a Circular Cylinder in Crossflow to Air and Liquids // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 2004. V. 47. P. 4795.
42. *Goldstein R.J., Seol W.S.* Energy Separation in a Jet Flow // *Trans. ASME. J. Fluids Eng.* 1997. V. 119. Issue 1. P. 74.
43. *Goldstein R.J., Seol W.S.* Heat Transfer to a Row of Impinging Circular Air Jets Including the Effect of Entrainment // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 1991. V. 34. P. 2133.
44. *Eckert E., Drewitz O.* Die Berechnung des Temperaturfeldes in der laminaren Grenzschicht schnell angeströmter, unbeheizter Körper // *Luftfahrt-Forschung.* 1942. Bd. 19. S. 189.
45. *Леонтьев А.И.* Газодинамические методы температурной стратификации (обзор) // *Изв. РАН. МЖГ.* 2002. № 4. С. 6.
46. *Eckert E., Weise W.* Die Temperatur unbeheizter Körper in einem Gasstrom hoher Geschwindigkeit // *Forschung auf dem Gebiete des Ingenieurwesens,* 1941. Bd. 12. № 1. S. 40.
47. *Eckert E., Weise W.* The Temperature of Unheated Bodies in a High-Speed Gas Stream // *NACA TM 1000.* 1941. 21 p.
48. *Johnson H., Rubesin M.W.* Aerodynamic Heating and Convective Heat Transfer-Summary of Literature Survey // *Trans. ASME.* 1949. V. 75. № 5. P. 447.
49. *Hilton W.F.* Thermal Effects on Bodies in an Air Streams // *Proc. R. Soc. London. Ser. A.* 1938. V. 168. P. 43.
50. *Бурцев С.А.* Анализ влияния различных факторов на значение коэффициента восстановления температуры на поверхности тел при обтекании потоком воздуха. Обзор // *Наука и образование. Электр. журн.* 2004. № 11. (<http://technomag.bmstu.ru/doc/551021.html>).
51. *Ackermann G.* Plattenthermometer in Strömung mit großer Geschwindigkeit und turbulenter Grenzschicht // *Forschung auf dem Gebiete des Ingenieurwesens.* 1942. Bd. 13. № 6. S. 226.
52. *Seban R.A.* Analysis for the Heat Transfer to Turbulent Boundary Layers in High Velocity Flow // *P.h.D. Thesis.* Berkley: Univ. Calif. 1948. 234 p.
53. *Shirokow M.* The Influence of the Laminar Boundary upon Heat Transfer at High Velocities // *Tech. Phys. USSR.* 1936. V. 3. № 12. P. 1020.
54. *Wimbrow W.R.* Experimental Investigations of Temperature Recovery Factors on Bodies of Revolution at Supersonic Speeds // *NACA TN 1975.* 1949. 20 p.
55. *Stine H.A., Scherrer R.* Experimental Investigation of the Turbulent Boundary Layer Temperature Recovery Factor on Bodies of Revolution at Mach Numbers from 2.0 to 3.8 // *NACA TN 2664.* 1952. 20 p.
56. *Reller J.O., Hamaker F.M.* Temperature Recovery Factors on a Slender Cone-Cylinder at Mach Numbers from 3.0 to 6.3 and Angles of Attack up to 45° // *NACA RM A55G20.* 1955. 59 p.
57. *Виноградов Ю.А., Ермолаев И.К., Здитовец А.Г., Леонтьев А.И.* Измерение равновесной температуры стенки сверхзвукового сопла при течении смеси газов с низким значением числа Прандтля // *Изв. РАН. Энергетика.* 2005. № 4. С. 128.
58. *Леонтьев А.И., Лущик В.Г., Якубенко А.Е.* Коэффициент восстановления в сверхзвуковом потоке газа с малым числом Прандтля // *ТВТ.* 2006. Т. 44. № 2. С. 238.
59. *Леонтьев А.И., Лущик В.Г., Якубенко А.Е.* Сжимаемый турбулентный пограничный слой на проникаемой пластине при вдуве инородного газа // *ТВТ.* 2007. Т. 45. № 4. С. 543.
60. *Леонтьев А.И., Лущик В.Г., Якубенко А.Е.* Особенности теплообмена в области газовой завесы при вдуве инородного газа // *Изв. РАН. МЖГ.* 2010. № 4. С. 52.
61. *Вигдорovich И.И., Леонтьев А.И.* Коэффициент восстановления и аналогия Рейнольдса в пограничном слое со вдувом и отсосом во всем диапазоне чисел Прандтля // *Изв. РАН. МЖГ.* 2011. № 4. С. 67.
62. *Здитовец А.Г., Виноградов Ю.А., Стронгин М.М., Титов А.А., Медвецкая Н.В.* Экспериментальное исследование особенностей теплообмена при вдуве гелия через проникаемую поверхность в сверхзвуковой поток аргона // *Тепловые процессы в технике.* 2012. № 6. С. 253.
63. *Макарова М.С.* Оптимизация температуры проникаемой стенки при вдуве инородного газа // *Тепловые процессы в технике.* 2012. № 7. С. 291.
64. *Leontiev A.I., Vinogradov Yu.A., Bednov S.M. et al.* Effect of Vortex Flows at Surface with Hollow-Type Relief on Heat Transfer Coefficients and Equilibrium Temperature in Supersonic Flow // *Exp. Therm. Fluid Sci.* 2002. V. 26. № 5. P. 487.
65. *Исаев С.А., Леонтьев А.И.* Численное моделирование вихревой интенсификации теплообмена при турбулентном обтекании сферической лунки на стенке узкого канала // *ТВТ.* 2003. Т. 41. № 5. С. 755.
66. *Исаев С.А., Леонтьев А.И., Кудрявцев Н.А.* Численное моделирование гидродинамики и теплообмена при турбулентном поперечном обтекании “траншеи” на плоской поверхности // *ТВТ.* 2005. Т. 43. № 1. С. 86.
67. *Бурцев С.А., Виноградов Ю.А., Здитовец А.Г., Медвецкая Н.В.* Исследование влияния рельефа поверхности на коэффициент восстановления температуры // *Тр. IV Рос. нац. конф. по теплообмену: В 8 томах.* Т. 6. М.: Изд-во МЭИ, 2006. С. 170.
68. *Здитовец А.Г., Титов А.А.* Влияние формы поверхности теплоизолированного стержня, омываемого сверхзвуковым потоком, на коэффициент восстановления температуры. *Изв. РАН. Энергетика.* 2007. № 2. С. 111.
69. *Титов А.А.* Экспериментальное исследование сопротивления и теплообмена на поверхности со сферическими углублениями в потоке сжимаемого газа // *Изв. РАН. Энергетика.* 2010. № 6. С. 126.
70. *Isaev S.A., Kornev N.V., Leontiev A.I., Hassel E.* Influence of the Reynolds Number and the Spherical Dimple Depth on the Turbulent Heat Transfer and Hydraulic Loss in a Narrow Channel // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 2010. V. 53. Issues 1–3. P. 178.
71. *Isaev S.A., Leontiev A.I.* Problems of Simulating Tornado-Like Heat Transfer Turbulent Flow Past a Dimpled Relief on a Narrow Channel Wall // *J. Eng. Phys. Thermophys.* 2010. V. 83. № 4. P. 783.

72. *Titov A.A., Leontiev A.I., Vinogradov U.A., Zditovets A.G., Strongin M.M.* Experimental Investigation of Skin Friction Drag and Heat Transfer on the Surfaces with Cavities in Compressible Fluid Flow // Proc. Int. Heat Transfer Conf. (IHTC-14). Washington, DC, USA. August 8–13. 2010. (IHTC14-22585).
73. *Isaev S.A., Leontiev A.I., Zhukova Yu.V., Baranov P.A., Gotovskii M.A., Usachov A.E.* Numerical Simulation of Vortex Heat Transfer Enhancement in Transformer Oil Flow in a Channel with One-Row Spherical Dimples // Heat Transfer Res. 2011. V. 42. Issue 7. P. 613.
74. *Бурцев С.А., Васильев В.К., Виноградов Ю.А., Киселёв Н.А., Титов А.А.* Экспериментальное исследование характеристик поверхностей, покрытых регулярным рельефом // Наука и образование. Электр. журн. 2013. № 1. (<http://technomag.bmstu.ru/doc/532996.html>).
75. *Леонтьев А.И.* Способ температурной стратификации газа и устройство для его осуществления (Труба Леонтьева). Патент на изобретение РФ № 2106581. Кл. МПК-6: F25B9/02.10.03.1998.
76. *Леонтьев А.И.* Газодинамический метод энерго-разделения газовых потоков // ТВТ. 1997. Т. 35. № 1. С. 157.
77. *Бурцев С.А., Визель Я.М., Леонтьев А.И., Чижиков Ю.В.* Способ охлаждения природного газа после компрессорных станций. Патент на изобретение РФ № 2155303. Кл. МПК-7: F25B9/04, F25B30/00. 27.08.2000.
78. *Бурцев С.А., Визель Я.М., Леонтьев А.И., Чижиков Ю.В.* Способ низкотемпературной сепарации промышленного газа. Патент на изобретение РФ № 2156271. Кл. МПК-7: C10G5/06. 20.09.2000.
79. *Бурцев С.А., Визель Я.М., Леонтьев А.И., Чижиков Ю.В.* Холодильная установка. Патент на изобретение РФ № 2156413. Кл. МПК-7: F25B1/00, 39/02. 20.09.2000.
80. *Бурцев С.А., Визель Я.М., Леонтьев А.И., Чижиков Ю.В.* Способ регулируемого бесподогревного редуцирования магистрального природного газа и устройство для его осуществления. Патент на изобретение РФ № 2162190. Кл. МПК-7: F17D1/04, F25B9/02. 20.01.2001.
81. *Ковальников Н.Н., Магазинник Л.М., Федоров Р.В.* Сверхзвуковая труба температурной стратификации. Патент на изобретение РФ № 2334178. Кл. МПК-8: F25B9/02. 20.09.2008.
82. *Бурцев С.А.* Исследование температурного разделения в потоках сжимаемого газа. Автореф. дис. ... канд. техн. наук. М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2001. 16 с.
83. *Здитовец А.Г.* Изучение влияния формы поверхности и критерия Прандтля на температуру теплоизолированного тела, обтекаемого сверхзвуковым потоком газа. Автореф. дис. ... канд. техн. наук. М.: ОИВТ РАН, 2005. 18 с.
84. *Макаров М.С.* Исследование температурного разделения в потоках сжимаемого газа. Автореф. дис. ... канд. техн. наук. Новосибирск: Ин-т теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, 2007. 16 с.
85. *Титов А.А.* Экспериментальное исследование влияния поверхностных углублений на теплообмен и сопротивление в потоке сжимаемого газа. Автореф. дис. ... канд. техн. наук. М.: ОИВТ РАН, 2010. 20 с.
86. *Магазинник Л.М.* Численное моделирование теплоотдачи высокоскоростных дисперсных потоков. Автореф. дис. ... канд. техн. наук. Ульяновск: Ульяновск. гос. техн. ун-т, 2010. 19 с.
87. *Федоров Р.В.* Математическое моделирование и численный анализ эффективности пленочного охлаждения поверхности, обтекаемой высокоскоростным потоком с воздействиями. Автореф. дис. ... канд. техн. наук. Ульяновск: Ульяновск. гос. техн. ун-т, 2011. 19 с.
88. *Леонтьев А.И.* Температурная стратификация сверхзвукового газового потока // ДАН. 1997. Т. 354. № 4. С. 475.
89. *Леонтьев А.И.* Температурная стратификация в сверхзвуковом потоке // Литовская АН. Энергетика. 1998. № 2. С. 35.
90. *Бурцев С.А.* Исследование температурной стратификации газа // Вестн. МГТУ. Машиностроение. 1998. № 2. С. 65.
91. *Бурцев С.А.* Оптимизация геометрии сверхзвукового канала в устройстве для энергоразделения // Вестн. МГТУ. Машиностроение. 1999. № 2. С. 48.
92. *Бурцев С.А.* Исследование температурного разделения в потоках сжимаемого газа. Дис. ... канд. техн. наук. М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2001. 124 с.
93. *Леонтьев А.И., Бурцев С.А., Визель Я.М., Чижиков Ю.В.* Экспериментальное исследование газодинамической температурной стратификации природного газа // Газовая промышленность. 2002. № 11. С. 72.
94. *Бурцев С.А.* Исследование устройства температурной стратификации при работе на природном газе // Наука и образование. Электр. журн. 2004. № 9. (<http://technomag.bmstu.ru/doc/516097.html>).
95. *Бурцев С.А.* Исследование работы устройства температурной стратификации на воде и природном газе // Наука и образование. Электр. журн. 2005. № 5. (<http://technomag.bmstu.ru/doc/529473.html>).
96. *Научные основы технологий XXI века / Под ред. Леонтьева А.И., Пилюгина Н.Н., Полежаева Ю.В., Поляева В.М. М.: УНПЦ “Энергомаш”, 2000. 135 с.*
97. *Бурцев С.А., Леонтьев А.И.* Температурная стратификация в сверхзвуковом потоке газа. // Изв. РАН. Энергетика. 2000. № 5. С. 101.
98. *Leontiev A.I.* New Methods of Gas-Dynamic Temperature Stratification // Low Temperature and Cryogenic Refrigeration / Eds. Kakac S. et all. Cesme: Kluwer Acad. Publ., 2003. P. 249.
99. *Виноградов Ю.А., Ермалаев И.К., Леонтьев А.И.* Течение газа в сверхзвуковом осесимметричном сопле с проникаемой вставкой // Изв. РАН. МЖГ. 1999. № 5. С. 205.
100. *Лущик В.Г., Якубенко А.Е.* Трение и теплообмен в пограничном слое на проникаемой поверхности при вдуве инородного газа // ТВТ. 2005. Т. 43. № 6. С. 880.
101. *Леонтьев А.И., Лущик В.Г., Якубенко А.Е.* Коэффициент восстановления в области газовой завесы за проникаемой поверхностью // Изв. РАН. Энергетика. 2006. № 2. С. 12.

102. Леонтьев А.И., Лущик В.Г., Якубенко А.Е. Температура теплоизолированной проницаемой стенки в потоке сжимаемого газа // Изв. РАН. МЖГ. 2008. № 5. С. 144.
103. Leontiev A.I., Lushchik V.G., Yakubenko A.E. A Heat-Insulated Permeable Wall with Suction in a Compressible Gas Flow // Int. J. Heat Mass Transfer. 2009. V. 52. P. 4001.
104. Леонтьев А.И., Лущик В.Г., Якубенко А.Е. Пограничный слой на проницаемой стенке с отсосом газа // ТВТ. 2010. Т. 48. № 3. С. 396.
105. Леонтьев А.И., Лущик В.Г., Макарова М.С. Температурная стратификация при отсосе пограничного слоя из сверхзвукового потока // ТВТ. 2012. Т. 50. № 6. С. 793.
106. Бурцев С.А. Исследование температурной стратификации газа и коэффициента восстановления при образовании конденсата газа // Тр. II Рос. нац. конф. по теплообмену. Т. 8. М.: Изд-во МЭИ, 1998. С. 58.
107. Игнатъевская Л.А. Исследование двухфазного пограничного слоя на плоской стенке. Дис. ... канд. техн. наук. М.: МЭИ, 1971. 158 с.
108. Вараксин А.Ю., Протасов М.В., Иванов Т.Ф., Поляков А.Ф. Экспериментальное исследование поведения твердых частиц при их движении в гладкой и формованной лунками трубах // ТВТ. 2007. Т. 45. № 2. С. 254.
109. Волчков Э.П., Леонтьев А.И., Макарова С.Н. Температура инверсии при адиабатическом испарении жидкости в паровоздушную смесь // Теплофизика и аэромеханика. 2007. Т. 14. № 4. С. 521.
110. Volchkov E.P., Leontiev A.I., Makarova S.N. Finding the Inversion Temperature for Water Evaporation in Air-Steam Mixture // Int. J. Heat Mass Transfer. 2007. V. 50. № 11–12. P. 2101.
111. Ковальногов Н.Н., Федоров Р.В. Численный анализ коэффициентов восстановления и теплоотдачи в высокоскоростном потоке // Изв. вузов. Авиац. техника. 2007. № 3. С. 54.
112. Ковальногов Н.Н., Магазинник Л.М. Численный анализ коэффициентов восстановления температуры и теплоотдачи в турбулентном дисперсном потоке // Изв. вузов. Авиац. техника. 2008. № 2. С. 32.
113. Фокеева Е.В., Ковальногов Н.Н. Повышение эффективности газодинамической температурной стратификации в дисперсном потоке // Тепловые процессы в технике. 2010. № 8. С. 338.
114. Волчков Э.П., Макаров М.С. Газодинамическая температурная стратификация в сверхзвуковом потоке // Изв. РАН. Энергетика. 2006. № 2. С. 19.
115. Макаров М.С. Влияние реальных свойств газа на коэффициент восстановления и коэффициент трения в сверхзвуковом пограничном слое // Тр. III Рос. нац. конф. по теплообмену. Т. 8. М.: Изд-во МЭИ, 2002. С. 32.
116. Макаров М.С. Численное и аналитическое исследование явления температурной стратификации в сверхзвуковом потоке газа // Тр. XV Школы-семинара молодых ученых и специалистов под рук. ак. РАН А.И. Леонтьева. М.: Изд-во МЭИ, 2005. С. 75.
117. Burtsev S.A., Vinogradov U.A., Leontiev A.I., Strongin M.M., Zditovets A.G. Study of Dissipative Processes in Energy-Saving Technologies // III Joint Symp. of Taiwan-Russia Research Cooperation on Advanced Problems in Intelligent Mechatronics, Mechanics and Control. M., 2012. P. 49.
118. Леонтьев А.И., Шмидт К.Л. Безкомпрессорный идеальный цикл замкнутой газотурбинной установки // Изв. РАН. Энергетика. 1997. № 3. С. 132.
119. Леонтьев А.И. Термогазодинамические циклы тепловых и холодильных машин // Проблемы энергетики. 1999. № 1–2. С. 5.
120. Леонтьев А.И., Шмидт К.Л. Идеальный цикл энерголазерной установки с газодинамической регенерацией // Изв. РАН. Энергетика. 1999. № 5. С. 74.
121. Леонтьев А.И., Самсонов В.Л., Суровцев И.Г., Арбеков А.Н. Исследование влияния газодинамической температурной стратификации на эффективность комбинированного цикла Брайтона // Тр. III Рос. нац. конф. по теплообмену. Т. 1. М.: Изд-во МЭИ, 2002. С. 151.