

УДК 629.12.03
К 41

ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ТЕРМОАКУСТИЧЕСКИХ ТЕПЛОВЫХ МАШИНАХ

В. В. Коробко, канд. техн. наук, доц.

Национальный университет кораблестроения, г. Николаев

Аннотация. Рассмотрены основные теплофизические процессы, связанные с работой термоакустических тепловых машин. На основе анализа базовых теоретических моделей показана взаимосвязь термодинамических и теплофизических явлений в термоакустических процессах, проведена оценка влияния различных факторов на эффективность работы термоакустических машин.

Ключевые слова: термоакустика, тепловые машины, акустическая волна, двигатель, тепловой насос.

Анотація. Розглянуто основні теплофізичні процеси, пов'язані з роботою термоакустичних теплових машин. На підставі аналізу базових теоретичних моделей показано взаємозв'язок різних термодинамічних і теплофізичних явищ у термоакустичних процесах, проведено оцінку впливу різних факторів на ефективність роботи термоакустичних машин.

Ключові слова: термоакустика, теплові машини, акустична хвиля, двигун, тепловий насос.

Abstract. Basic thermal processes associated with the operation of thermoacoustic heat engines are considered in the article. On basis of analysis of main theoretical models the interconnections of thermodynamic and physical phenomena in thermoacoustic processes are shown. The effect of various factors on the efficiency of thermoacoustic engines is evaluated.

Keywords: thermoacoustic, heat machine, acoustic wave, engine, heat pump.

ПОСТАНОВКА ПРОБЛЕМЫ

Термоакустические аппараты (ТАА) — это сравнительно новый и малораспространенный тип тепловых машин, интенсивные исследования и разработки в данной сфере ведутся около 25 лет. Рабочие процессы в ТАА определяются фундаментальными законами термодинамики и механики [1, 3, 10, 14–19]. Области применения существующих и перспективных типов ТАА разнообразны — это аэрокосмиче-

ские технологии, системы вооружений, энергосбережение, криотехнологии, системы кондиционирования и т. д. [2, 4, 5, 11, 12].

АНАЛИЗ ПОСЛЕДНИХ ИССЛЕДОВАНИЙ И ПУБЛИКАЦИЙ

В настоящий момент известны несколько примеров практического применения термоакустических аппаратов [2, 4, 11, 18], в то же время большое

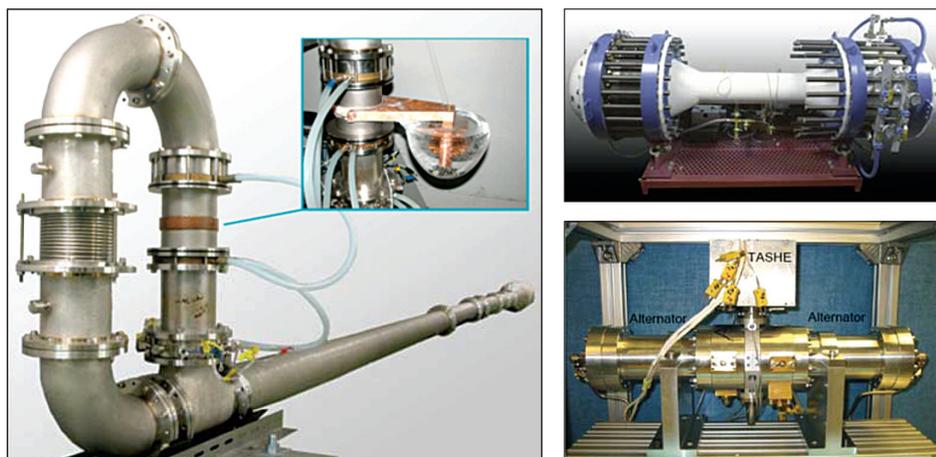


Рис. 1. Примеры термоакустических тепловых машин

число опытных и экспериментальных образцов находится на стадии разработки. Размеры, масса, мощность, производительность разрабатываемых аппаратов (рис. 1) изменяются в широких пределах. Это объясняется уникальным сочетанием свойств, присущих ТАА, а также тем, что в ходе научных исследований и инженерных разработок появляются новые перспективные и нетрадиционные решения.

Основные работы, касающиеся этой темы, проводятся зарубежными исследовательскими центрами, соответственно результаты исследований публикуются зарубежными изданиями. Необходимо отметить, что существует несколько основных научных школ, исследующих термоакустические процессы и технологии, которые существенно отличаются по научным подходам, направлениям исследований и их методологии. Это объясняет тот факт, что информация по вопросам термоакустических технологий разноплановая и зачастую носит разрозненный характер, поэтому ее систематизация представляется актуальной задачей.

ЦЕЛЬ РАБОТЫ — рассмотрение основных базовых положений термоакустических технологий, анализ основ-

ных факторов, определяющих эффективность термоакустических тепловых машин, выбор и обоснование направлений дальнейших научных исследований и инженерных разработок.

ИЗЛОЖЕНИЕ МАТЕРИАЛА ИССЛЕДОВАНИЯ

В основе термоакустических технологий лежит сложный комплекс теплофизических процессов, основанный на взаимодействии явлений акустической, теплофизической и гидродинамической природы. Эта многофакторность обуславливает особенности термоакустических машин и, в конечном итоге, их внешние характеристики. Далее рассмотрим по отдельности каждый из базовых процессов.

Акустические процессы. Работа ТАА связана с наличием акустических колебаний. Предположим, что продольная, плоская, гармоническая волна распространяется вдоль оси x резонатора, который заполнен идеальным газом. Акустическую волну зададим в виде пульсации давления:

$$P(x, t) = P_s \cos kx \sin \omega t, \quad (1)$$

где P_s — амплитуда звукового давления.

Распространение звуковой волны происходит благодаря колебательным

движениям элементарных газовых объемов — частиц. Скорость их движения можно определить, воспользовавшись вторым законом Ньютона, который применительно к акустическим процессам [6, 7, 13, 19] можно записать в виде

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{\partial P}{\partial x}. \quad (2)$$

После подстановки (1) в (2) и интегрирования получим

$$u(x, t) = \frac{P_s}{\rho_0 C} \sin kx \cos \omega t$$

или $u(x, t) = u_s \sin(\omega t - kx)$, где $k = \omega/C$ — волновое число.

Для случая стоячей звуковой волны выражение для скорости запишем в виде

$$u(x) = \frac{P_s}{\delta_m C} \sin(kx).$$

Распространение акустической волны, согласно Лапласу [6, 17–19], является адиабатическим процессом. С учетом этого скорость распространения звука определяется как

$$C = \sqrt{\frac{c_p P_0}{c_v \rho_0}} = \sqrt{\gamma \frac{P_0}{\rho_0}}, \quad (3)$$

где P_0 — давление; ρ_0 — плотность невозмущенной среды в канале; γ — показатель адиабаты.

Амплитуда скорости колебаний частиц газа

$$u_s = \frac{P_s}{\rho C},$$

где P_s — амплитуда избыточного давления звуковой волны.

Величину смещения частиц газа вдоль оси x можно определить как

$$\begin{aligned} \xi &= \int u dt = -\frac{u_s}{\omega} \cos(\omega t - kx) = \\ &= \xi_s \sin(\omega t - kx - \pi/2), \end{aligned}$$

где $\omega = 2\pi f$, f — частота звуковой волны; x — продольная координата; ξ_s — амплитудное значение смещения частиц газа, $\xi_s = \frac{P_s}{\omega \rho C}$.

Пульсации давления вызывают локальные изменения температуры газа. Воспользовавшись уравнениями состояния идеального газа

$$PV = RT = P/\rho$$

и представив его в виде адиабаты Пуассона

$$P_s = P_0 \left(\frac{\rho_s}{\rho_0} \right)^{\frac{c_p}{c_v}},$$

после преобразований можем получить:

$$T_s = T_0 \left(\frac{P_0 + P_s}{P_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}.$$

Как показано в работе [3], выражение для разницы температур, вызванной пульсациями давления в звуковой волне, можно получить в упрощенном виде:

$$\nabla T_s \cong \frac{(\gamma-1) P_s T}{\gamma P_0}. \quad (4)$$

Рассмотрим волновые процессы в закрытой и открытой трубах (рис. 2). Если в закрытой трубе имеет место стоячая акустическая волна, тогда на торцах трубы образуются узлы колебательной скорости, а в центре — пучность.

Для функции давления ситуация обратная, так как фазы колебаний давления и скорости отличаются на величину $\Delta\varphi \leq \pi/2$. Поэтому в центральной части канала, вдали от стенок, частицы газа имеют максимальное смещение $\xi_{s\max}$ при неизменной температуре, в торцах канала перемещение частиц отсутствует, а изменения температуры максимальны. На удалении от узлов давления и скорости частицы газа совершают колебательные движения $\xi(x)$, их температура изменяется в зависимости от положения вдоль оси канала.

В открытой трубе (см. рис. 2, б) формируется бегущая волна, в которой значения функций скорости и давления изменяются синхронно. Такие колебания вызывают циклические однонаправленные изменения температуры частиц среды.

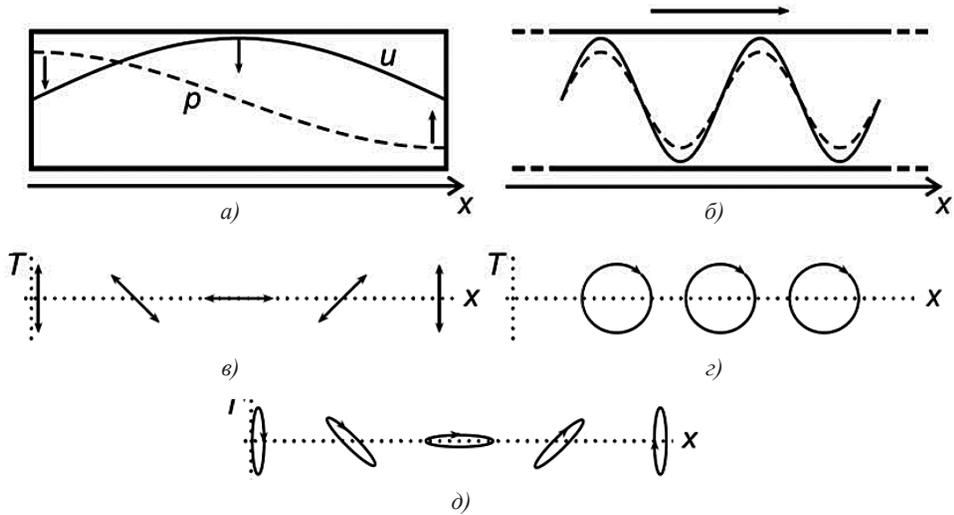


Рис. 2. Изменение температуры частиц газа в акустической волне вдоль оси канала за один цикл (----- — давление, ———— скорость): *a* — стоячая волна; *б* — бегущая волна; *в* — диаграмма $T=f(x)$ для частиц стоячей волны; *г* — диаграмма $T=f(x)$ для бегущей волны; *д* — случай наложения стоячей и бегущей волн

Элементарный термодинамический цикл ТАА. Работа термоакустических аппаратов основана на взаимодействии температурных полей, вызванных звуковыми волнами, с границами каналов — теплообменными поверхностями [3, 7, 18]. Предположим, что изучаемые микрообъемы газа расположены вблизи стенки, которая имеет продольный градиент температуры ∇T_m (рис. 3).

Если градиент температуры вдоль стенки канала меньше, чем градиент температур ∇T , который возникает в элементарном объеме газа при его смещении (см. рис. 3, *a*), то газ будет отбирать тепло от стенки при минимальном давлении и отдавать его стенке в зоне с максимальным давлением. Для создания такого механизма необходимо совершать работу – поддерживать колебательный процесс. При таких условиях частица газа работает как термоакустический *рефрижератор* или *тепловой насос*.

В случае, когда продольный градиент температуры превышает градиент температуры, развиваемый *элементар-*

ной газовой тепловой машиной (ТМ), тепло от стенки будет передано газу в зоне с большим давлением и отведено от осциллирующего объема в области пониженного давления. В результате амплитуда колебаний давления будет возрастать [19], соответственно будет расти энергия акустического поля. Таким образом будет реализован термоакустический *тепловой двигатель*.

Рассмотрим подробнее основные термодинамические процессы, протекающие в термоакустических тепловых машинах. В данном случае не учитываем влияние вязкости среды на характер движения среды.

На рис. 4 показана принципиальная схема простейшего ТАА. Это полуволновой резонатор, внутри которого расположены теплообменные поверхности — рекуперативные теплообменники и регенератор (*стек*). Считаем, что стек — это система плоскощелевых каналов, длиной L_S , зазор между пластинами равен $2\delta_k$, продольный градиент температуры в регенераторе

$$\nabla T_m = \Delta T_m / L_S = (T_H - T_C) / L_S.$$

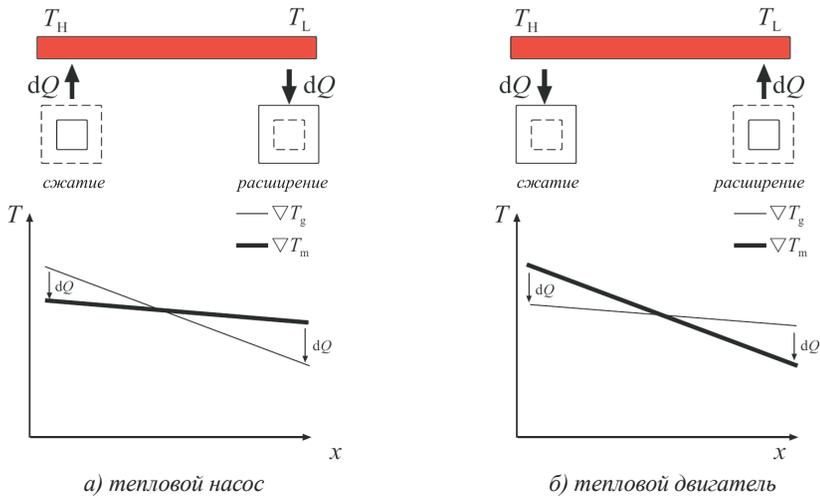


Рис. 3. Диаграммы $T=f(x)$ (- - - - - стенка; — — — частицы газа): а — малый температурный градиент на стенке; б — большой градиент температуры

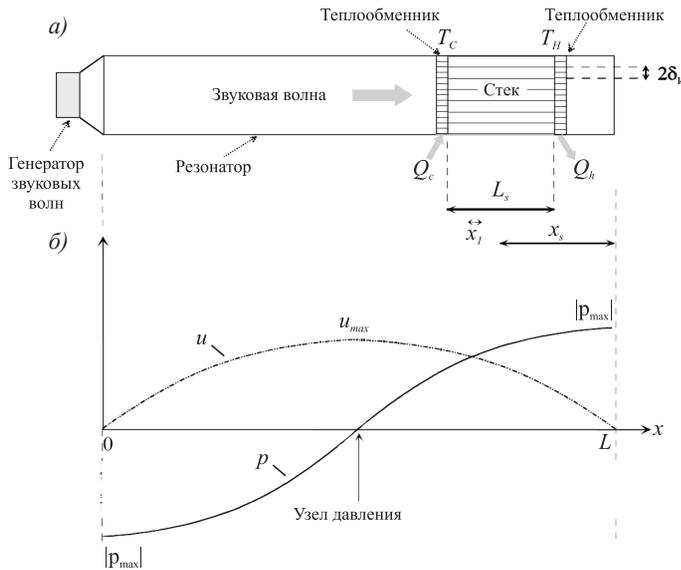


Рис. 4. Схема термоакустического аппарата и его функции $p, u = f(x)$

Это означает, что при смещении вдоль оси x на расстояние $\zeta = 2x_1$ температура стенки стека изменится на величину $2x_1 \nabla T_m$. Термодинамический цикл, совершаемый элементарной частицей газа под действием акустической волны, в принятой постановке состоит из четырех последовательных процес-

сов (рис. 5), а именно: двух адиабатических этапов сжатия и расширения, и двух изобарных процессов, сопровождающих теплообмен между газом и стенками стека [3, 14, 16].

1. Адиабатическое сжатие–расширение (шаги 1 и 3). В начале процесса объем элементарной частицы газа

равен V , давление $P_m - P_1$, температура $T_m - x_1 \nabla T_m$. Акустическая волна вызывает смещение частицы газа на расстояние $\xi = 2x_1$, при этом микрообъем газа сжимается до $V - V_1$, а его температура увеличивается на величину $2T_1$.

В адиабатных процессах параметры давления и температуры связаны между собой термодинамическим соотношением [14, 17]

$$dT = \left(\frac{\beta T}{\rho c_p} \right) dp + \left(\frac{T}{c_p} \right) dS_s,$$

используя которое, можно получить

$$T_1 = \left(\frac{\beta T}{\rho c_p} \right)_m P_1. \quad (5)$$

Учитывая, что для изобарного процесса в идеальном газе $\beta T_m = 1$ и коэффициент термического расширения

$$\beta = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_P = -\rho \left(\frac{\partial 1/\rho}{\partial T} \right)_P = -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P, \quad (6)$$

получим выражение, аналогичное (4):

$$T_1 = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{P_1}{P_m} T_m.$$

Индекс m показывает, что рассматриваются усредненные параметры для элементарного газового объема — *частицы*. После ее смещения на расстояние $\xi = 2x_1$ термодинамические параметры изменятся, температура частицы станет равна $T_m - x_1 \nabla T_m + 2T_1$, давление $P_m + P_1$, объем $V - V_1$.

На этапе расширения частицы газа возвращаются в свое первоначальное положение, перемещаясь на расстояние $\xi = 2x_1$. В этой точке термодинамические параметры частицы газа принимают следующие значения: давление $P_m - P_1$, температура $T_m + x_1 \nabla T_m - 2T_1$, объем $V + \delta V$. Теперь температура и объем частицы газа иные, чем в первоначальный момент, так как внутренняя энергия микрообъема газа изменилась на величину переданного стенке количества тепла δQ_1 .

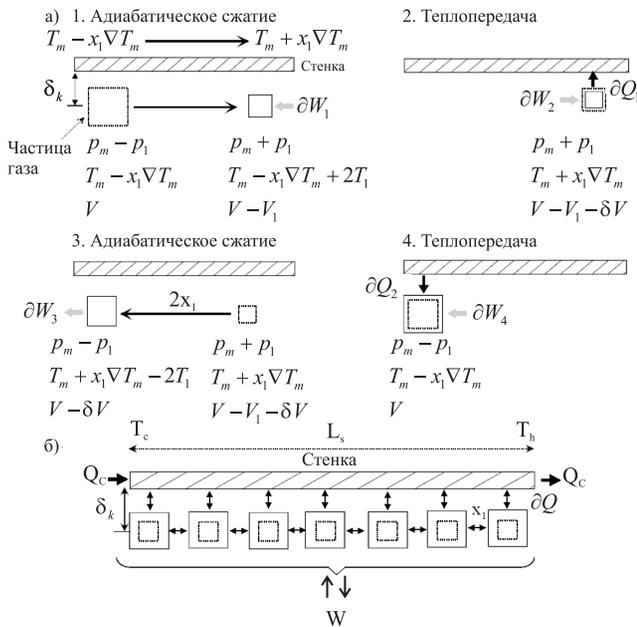


Рис. 5. Последовательные этапы и термодинамические параметры частицы (а) и схема «дискретного» термоакустического транспортного механизма переноса теплоты вдоль стека (б)

2. Изобарный теплообмен (шаги 2 и 4). В начальной x и конечной $x + 2x_1$ точках скорость частиц газа близка к нулю. При этом разница температур газовой частицы и поверхности стека достигает величины

$$\delta T_{2,4} = 2T_1 - 2x_1 \nabla T_m. \quad (7)$$

Если $\delta T \neq 0$, то имеем условия для обмена теплотой между газом и элементом стека, в котором будет передано количество тепла δQ_1 и δQ_2 . Масса газа в рассматриваемом микрообъеме m , тогда количество переданной теплоты равно

$$\delta Q_{3,4} \approx mc_p \delta T_{3,4}. \quad (8)$$

Таким образом, последовательные шаги 1–2–3–4 образуют термодинамический цикл, показанный на рис. 5.

Работа, совершенная элементарной частицей газа, в данном термодинамическом цикле (рис. 6) равна

$$\delta W = \int_{ABCD} p dV.$$

Можно записать, что $\delta W \approx -2p \delta V$.

Учитывая взаимосвязь δV и δT (6), получим $\delta V = (\beta V) m \delta T$.

Работу элементарного термодинамического цикла можно представить в виде

$$\delta W \approx -2p_1 (\beta V) m \delta T. \quad (9)$$

Очевидно, что направление процессов переноса теплоты определяет знак величины δT . Если $\delta T < 0$, то тепло

от стека передается частице газа. Возможна и обратная ситуация, когда газ будет нагревать стек.

Если $\delta T = 2T_1 - 2x_1 \nabla T_m = 0$, то градиент температуры в стеке называется критическим:

$$\nabla T_{crit} = T_1/x_1. \quad (10)$$

Учитывая выражение (5) и зная, что $x_1 = u_s/\omega$, после преобразований получим:

$$\nabla T_{crit} = \frac{p_1 \omega}{\rho_m c_p u_s}. \quad (11)$$

Полезно ввести понятие нормализованного градиента температуры:

$$\Gamma = \frac{\nabla T_m}{(\nabla T)_{crit}}. \quad (12)$$

Используя выражения (9) и (12), запишем

$$\Gamma = \frac{\nabla T_m}{(\nabla T)_{crit}} = \frac{\Delta T_m}{L_s} \Big/ \frac{T_1}{x_1},$$

откуда получим

$$\Delta T_m = \frac{L_s T_1}{x_1 \Gamma}.$$

Изменение температуры элементарного газового объема T_1 при его смещении на расстояние x_1 — величина крайне малая, но число этих микрообъемов (см. рис. 5, б) велико, их количество можно оценить как

$$n = L_s/x_1.$$

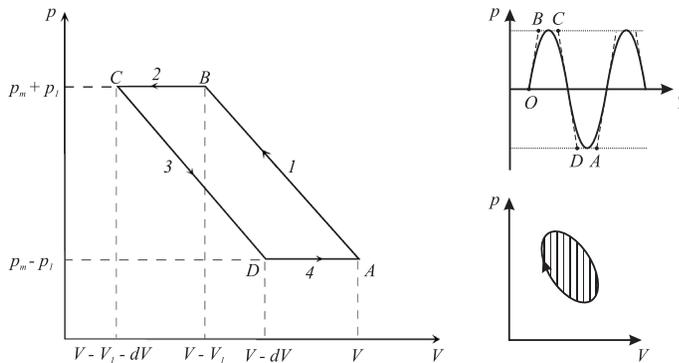


Рис. 6. p – V диаграмма идеального термоакустического цикла

Таким образом, величина $\Delta T_m \gg T_1$ и в реальных устройствах может достигать десятков и более градусов [14, 15].

Критический градиент ∇T_{crit} определяется разницей температур в двух противоположных точках цикла, которые занимает частица газа, когда ее скорость колебательного движения близка к нулю. Зная, что

$$x_1 = \xi/2 = \frac{P_0}{\rho\omega C} \sin kx_s \cong \frac{P_0}{\rho C^2} x_s,$$

и подставляя x_1 и T_1 в (10), получим

$$\begin{aligned} \nabla T_{crit} &= \frac{T_1}{x_1} = \gamma \frac{P_m T_1}{P_0 x_s} = \\ &= \frac{(\gamma - 1)}{\gamma} \frac{P_1 T_m}{P_m} / \frac{P_0}{\rho C^2} x_s = (\gamma - 1) \frac{T_m}{x_s}. \end{aligned}$$

Это выражение показывает, что максимальное значение ∇T_{crit} вдоль стека достигается в зонах с максимальным давлением, вблизи торца резонатора.

На рис. 4 стек расположен возле закрытого конца резонатора, но его положение может быть изменено зеркально, относительно середины резонатора.

Используя (12), а также (11) и (7), запишем выражения (8) и (9) в виде

$$\delta Q \approx -2Vp_1(\Gamma - 1), \quad (12)$$

$$\delta W \approx 4 \left(\frac{P_m^2 V \beta}{\rho c_p} \right)_m (\Gamma - 1).$$

Рассмотрим элемент стека длиной L_s (рис. 7). Периметр этого элемента равен Π . Положим, что в процессе участвует слой газа толщиной δ_k . Тогда эффективный объем газа, заключенный в этом слое, можно определить как $\Pi \delta_k L_s$. Подставив данные зависимости в (13), получим значение для определения количества теплоты, переданной за счет термоакустического взаимодействия:

$$\dot{Q} \approx -2\Pi \delta_k p_1 u_s (\Gamma - 1). \quad (14)$$

Проанализируем составляющие данного выражения и оценим их влияние на величину теплового потока:

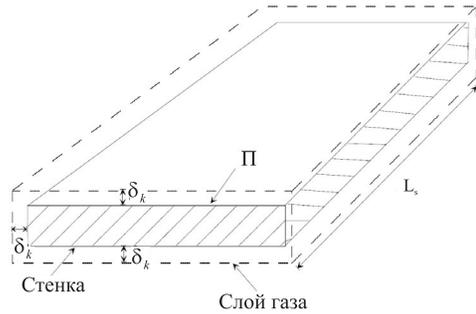


Рис. 7. Элемент стека

количество переносимого тепла пропорционально $p_1 u_1$. Следовательно, в узловых сечениях стоячей акустической волны как для скорости, так и для давления тепловой поток равен нулю;

максимальные значения $p_1 u_1$, а значит и \dot{Q} , достигаются вблизи точек с координатой $x = \lambda/8 = L/2$, то есть теплообменные поверхности должны располагаться вне узловых сечений, в местах с максимальным значением произведения $p_1 u_1$ (см. рис. 4);

влияние поверхности характеризует множитель $\Pi \delta_k$, который показывает, что число пластин в стеке надо увеличивать, но так, чтобы зазор между пластинами был не меньше, чем $2\delta_k$;

знак разности $(\Gamma - 1)$ показывает направление переноса теплоты — от газовой частицы к стенке или наоборот. Иными словами, эта разность определяет вид термодинамического цикла — прямой или обратный.

Объем газа, окружающего стек, который участвует в термоакустическом процессе, представим как

$$V = \Pi \delta_k L_s.$$

Тогда работа внешних сил, в данном случае акустического возмущения, обеспечившая перенос теплоты \dot{Q} , будет равна

$$W \approx \frac{4\Pi \delta_k L_s p_1^2 \beta}{\rho_m c_p} (\Gamma - 1).$$

Учитывая, что акустическая волна имеет циклическую частоту $\omega = 2\pi f$, то

за один цикл для переноса теплоты \dot{Q} будет затрачена (или получена) работа

$$\dot{W} \approx \omega \frac{4\Pi\delta_k L_s p_1^2 \beta}{\rho_m c_p} (\Gamma - 1). \quad (15)$$

Используя выражение (4), представленное в виде

$$C^2 = \gamma \frac{P_m}{\rho_m} = T_m c_p (\gamma - 1),$$

а также (15), можно записать

$$\dot{W} \approx \omega \frac{4\Pi\delta_k L_s (\gamma - 1) p_1^2}{\rho_m C^2} (\Gamma - 1). \quad (16)$$

Следует напомнить, что выражения (14) и (16) были получены для упрощенного случая. Рассматривались только термодинамические факторы, поэтому лишь они качественно отражают наблюдаемые процессы. Из рассмотрения были исключены вязкостные эффекты, не задавалась функция колебаний. Учет факторов, определяющих реальную картину в ТАА (гидродинамика потоков, силы вязкости, турбулентность,

зависимость теплофизических характеристик рабочих тел от температуры), существенно усложняет задачу.

Впервые фундаментальную теоретическую модель ТАА тепловой машины разработали J. Wheatley и G. Swift [10, 15, 16]. Они построили свою теорию, базируясь на следующих допущениях: решалась стационарная, линейная задача — эффекты второго порядка и выше не учитывались; акустическими течениями и турбулентностью среды пренебрегали; стек рассматривался как система плоскощелевых каналов с постоянным продольным градиентом температуры, длина стека мала по сравнению с длиной акустической волны; влияние температуры на физические свойства рабочих тел не учитывалось; рассматривались гармонические колебания постоянной частоты для всех физических переменных.

Авторы получили интегральные выражения, описывающие энергетические потоки термоакустических процессов:

$$\begin{aligned} \dot{Q} &= \frac{1}{4} \Pi \delta_k (T_m \beta) p_1 u_s (\Gamma - 1) - \frac{1}{4} \Pi \delta_v (T_m \beta) p_1 u_s, \\ \dot{W} &= \frac{1}{4} \omega \frac{\Pi \delta_k L_s (\gamma - 1) p_1^2}{\rho_m C^2} (\Gamma - 1) - \frac{1}{4} \omega \Pi \delta_v L_s \rho_m u_m^2. \end{aligned} \quad (17)$$

Масштабные параметры термоакустических процессов. Рассмотрим параметры, определяющие масштаб физических явлений в термоакустических процессах. Ранее было принято, что в термоакустическом процессе задействован тонкий пристенный слой

газа δ_k . Выделим элементарную термоакустическую пару — «газ + стенка». Пусть это будет элемент стека длиной dx (рис. 8). Допустим, что внутренние источники теплоты отсутствуют, физические характеристики веществ неизменны, как для газа в каналах стека, так и для самого стека. Запишем уравнение теплового баланса для элемента теплообменной поверхности стека длиной dx и площадью поперечного сечения S :

$$\rho_s S \frac{\partial U}{\partial t} = \frac{\partial Q}{\partial x}.$$

В стеке теплота передается теплопроводностью и согласно закону Фурье:

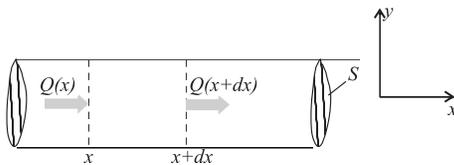


Рис. 8. Поперечное сечение элемента термоакустической пары

$$Q = -\lambda_s S \frac{dT}{dx}.$$

Изменение внутренней энергии элемента стека можно задать как $dU = c_s dT$. Учитывая, что $\omega = 2\pi f$ и вводя переменные $\delta_s = x/x'$ и $\tau = \omega t$, получим уравнение теплопроводности в виде

$$\rho_s C_s \omega \frac{1}{\lambda_s} \frac{\partial T}{\partial \tau} = \frac{1}{\delta_s^2} \frac{\partial^2 T}{\partial x'^2},$$

где λ_s — теплопроводность материала стенки; C_s — ее теплоемкость.

В этом уравнении нас интересуют входящие физические величины, поэтому запишем его в виде

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} / \frac{\partial^2 T}{\partial x'^2} = \frac{1}{\rho_s C_s \omega \frac{1}{\lambda_s} \delta_s^2}.$$

Откуда (для данного случая), как показано в работах [3, 15], можно получить

$$\delta_s = \sqrt{\frac{2\lambda_s}{\rho_s c_s \omega}}.$$

Аналогично для слоя газа, прилегающего к стенке:

$$\delta_k = \sqrt{\frac{2\lambda_k}{\rho_m c_p \omega}}.$$

В теории термоакустических процессов данные величины называют «*thermal penetration depth*» — глубиной термической проницаемости среды. Их физический смысл — это расстояние, на которое теплота диффундирует в среде (стенке) — индекс «*s*» или в газе — индекс «*k*», за время $1/\pi f$ — половину цикла акустической волны, угловая скорость которой $\omega = 2\pi f$.

Величина вязкостного пограничного слоя [3, 15] определяется как

$$\delta_v = \sqrt{\frac{2\nu}{\omega}}.$$

Используя переменные δ_v и δ_k , можно получить выражение для числа Прандтля:

$$Pr = \frac{\nu \rho_k c_p}{\lambda_k} = \left(\frac{\delta_v}{\delta_k} \right)^2.$$

Параметры δ_s , δ_k , δ_v очень важны для понимания сущности термоакустических процессов.

На рис. 9 показаны расчетные данные для δ_k и δ_v как функций частоты акустической волны, а также изменение $\xi_s = F(f)$ при разных значениях звукового давления. В ТАА уровень звукового давления достигает 140...170 dB, что соответствует избыточному давлению звуковой волны в пределах 2000...7000 Pa.

Для рабочих частот большинства ТАА, а это 100...400 Гц, величины δ_k и δ_v имеют порядок 10^{-4} м, амплитуда смещения частиц газа — 10^{-2} ... 10^{-3} м. Как видим, основные факторы, влияющие на характер теплофизических процессов в ТАА, отличаются малым геометрическим масштабом.

Очевидно, что с ростом частоты колебаний толщина термоакустического пограничного слоя (*thermal penetration depth*) уменьшается (рис. 10). Как оговаривалось ранее, в центральной части канала вне слоя δ_k имеем адиабатические условия. В толщине слоя δ_k имеют место политропные процессы.

Непосредственно вблизи поверхности теплообменника ($\delta_k)_p \ll \delta_k$ можно допустить, что частицы газа находятся в изотермических условиях [3, 15]. Такое упрощение представляется справедливым, если учесть существенное влияние вязкости и малую величину смещения частиц.

Работа термодинамического цикла элементарной газовой частицы может быть представлена как

$$W = \oint PdV.$$

Учитывая, что давление и объем в акустической волне являются гармоническими функциями, то $\oint PdV = 0$ только в случаях, если $\Delta\varphi_{pV} = k\pi$, (где $k = 0, 1, 2, \dots$), то есть в изотермическом и адиабатическом процессах.

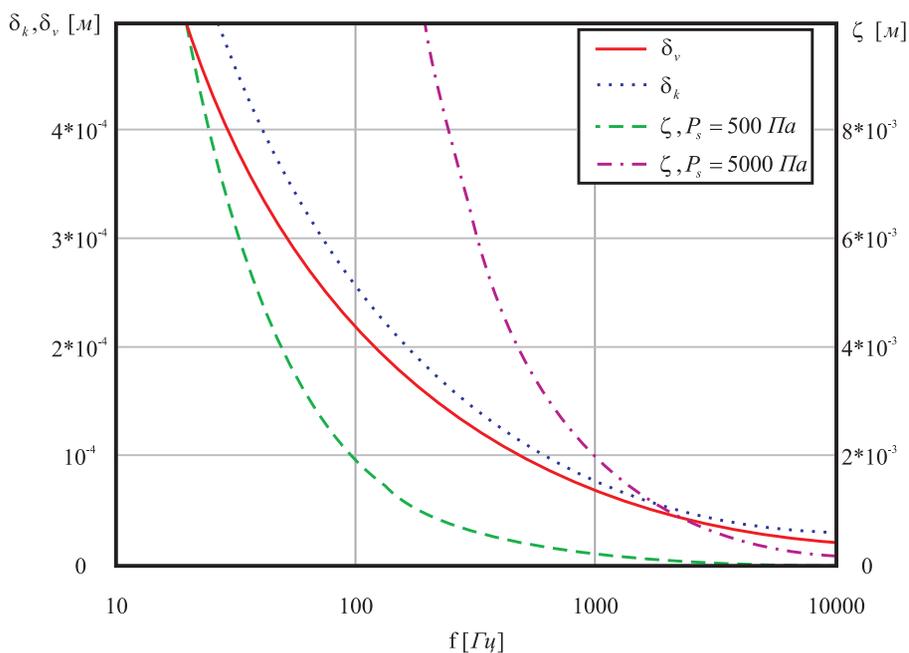


Рис. 9. Зависимость $\delta_k, \delta_v, \zeta$ от частоты акустической волны для воздуха и гелия при различных значениях P_s

○ адиабатный слой

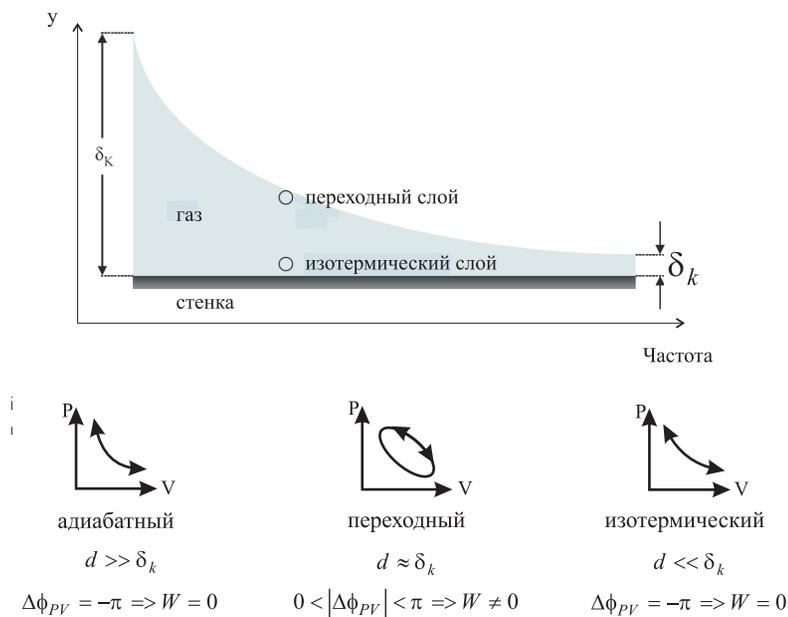


Рис. 10. Зависимость δ_k от частоты акустических колебаний и P - V диаграммы элементарных термодинамических циклов в различных зонах пограничного слоя

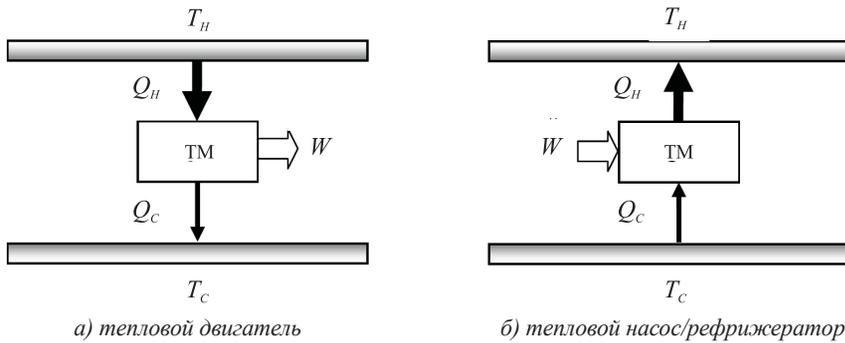


Рис. 11. Термоакустические тепловые машины и потоки энергии в них: *а* — термоакустический двигатель; *б* — термоакустический тепловой насос (рефрижератор)

Иными словами, если частица располагается в слоях $\delta \leq (\delta_k)_p$ либо $\delta > \delta_k$, то работа элементарного цикла $W = 0$. И только в промежуточном положении $(\delta_k)_p < \delta < \delta_k$ работа такой элементарной термоакустической ТМ $W \neq 0$.

Термодинамические характеристики ТА. Рассмотрим интегральные характеристики ТАА. Известно, что существует два вида тепловых машин — тепловые двигатели и тепловые насосы. Соответственно, имеем два типа термоакустических тепловых машин (рис. 11).

Термоакустические двигатели (ТАД) или «*prime tower*» — это устройства, которые обеспечивают прямое преобразование тепловой энергии в акустическую (механическую) энергию.

Термоакустические тепловые насосы (ТАН) или термоакустические рефрижераторы (ТАР) осуществляют *обратное преобразование* — используют акустическую энергию для переноса теплоты. Предположим, что термоакустические системы замкнуты, т. е. отсутствуют внешние массовые потоки, а энергообмен ограничивается тепловыми потоками \dot{Q}_C и \dot{Q}_H . Работа в данной системе рассматривается только в виде акустических воздействий \dot{W} .

В этом случае первый и второй законы термодинамики можно записать в следующем виде:

для теплового насоса

$$\dot{W} = \dot{Q}_C - \dot{Q}_H, \Delta S = \frac{\dot{Q}_H}{T_H} - \frac{\dot{Q}_C}{T_C};$$

для теплового двигателя

$$\dot{W} = \dot{Q}_H - \dot{Q}_C, \Delta S = \frac{\dot{Q}_C}{T_C} - \frac{\dot{Q}_H}{T_H}.$$

Соответственно, коэффициенты эффективности для рефрижератора и теплового насоса будут такими:

$$COP_{ref} = \frac{\dot{Q}_C}{\dot{W}}, COP_{pump} = \frac{\dot{Q}_H}{\dot{W}}.$$

Эффективность термоакустического теплового двигателя можно представить в виде

$$\eta_{eng} = \frac{\dot{Q}_H - \dot{Q}_C}{\dot{Q}_H} = \frac{\dot{W}}{\dot{Q}_H}.$$

Используя это выражение, получим

$$\eta = \frac{\dot{W}}{\dot{Q}} = \omega \frac{L_s(\gamma - 1)p}{u_m \rho_m C^2} = \frac{\nabla T_{crit} L_s}{T_m} = \frac{\eta_c}{\Gamma},$$

где η_c — КПД цикла Карно.

Если $\Gamma = 1$, то в этом, идеализированном, случае, термоакустическая ТМ работает по циклу Карно. В реальных процессах если $\Gamma < 1$, то ТМ работает как рефрижератор или тепловой насос, если $\Gamma > 1$, то имеем ТА тепловой двигатель, который производит работу, и его эффективность ниже, чем эффективность идеального двигателя Карно.

ВЫВОДЫ

Рабочие характеристики ТАА зависят от взаимодействия явлений различной природы – акустических, термодинамических, гидродинамических. Ключевые процессы, определяющие эффективность преобразования тепловой и акустической энергии, происходят непосредственно в каналах теплообменных поверхностей – регенераторах. Особенностью этих теплообменников является их высокая компактность, достигающая $6000\text{--}12000\text{ м}^2/\text{м}^3$, что объясняется малым геометрическим масштабом термоакустических взаимодействий. Очевидно, что создание ТАА, предназначенных для практического использования, требует проведения большого объема теоретических и экспериментальных исследований.

Представляется целесообразным следующий план научных исследований:

детальное исследование особенностей теплофизических и гидродинамических процессов в элементах термоакустических тепловых машин;

поиск и обоснование рациональных методов совершенствования эффективности компактных теплообменных поверхностей, предназначенных для использования в ТАА;

разработка рациональных методов поддержания и адаптивного регулирования рабочих параметров ТАА с использованием новых вычислительных технологий;

разработка технологических и схемных решений, направленных на использование ТАА в энергетике, промышленности, транспорте.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] **Зарембо, Л.К.** Введение в нелинейную акустику [Текст] / Л.К. Зарембо, В.А. Красильников. — Москва, 1966. — 520 с.
- [2] **Лемб, Г.** Динамическая теория звука [Текст] / Г. Лемб. — М. : Государственное издательство физико-математической литературы, 1960. — 372 с.
- [3] **Морз, Ф.** Колебания и звук [Текст] / Ф. Морз. — Государственное издательство технико-теоретической литературы. — Москва, 1949. — 573 с.
- [4] **Поль, Р.В.** Механика, акустика и учение о теплоте [Текст] / Р.В. Поль. — М., 1971. — 434 с.
- [5] **Стретт, Дж.В. (Лорд Рэлей).** Теория звука [Текст]. — 2-е изд., т. 2 / Дж.В. Стретт. (Лорд Рэлей). — М. : Государственное издательство технико-теоретической литературы, 1958. — 475 с.
- [6] **Ceperley, P.H.** Gain and efficiency of a short traveling wave heat engine [Text] / P.H. Ceperley // J. Acoust. Soc. Am. 77, 1985.
- [7] Experimental and theoretical study of processes leading to steady-state sound in annular thermoacoustic engines [Text] / G. Penelet, V. Gusev, P. Lotton, M. Bruneau // Physical Review, 2005.
- [8] **Garrett, S.L.** Thermoacoustic refrigerator for space applications [Text] / S.L. Garrett, J.A. Adef, and T.J. Hover // J. of Thermophysics and Heat Transfer, 7 (595), 1993.
- [9] **Hu, J.Y.** A 41K heat-driven thermoacoustic cryocooler [Text] / J.Y. Hu, W. Daiv and E.C. Luov // Chinese Journal of Engineering Thermophysics, 27, 2006. — P. 189–192.

- [10] **Radebaugh, R.** Development of a thermoacoustically driven orifice pulse tube refrigerator [Text] / R. Radebaugh et al // Proceedings of 4th Interagency Meeting on Cryocoolers, Plymouth, MA, David Taylor Research Center, 1990. — P. 205.
- [11] **Rossing, T. D.** Springer handbook of acoustics [Text] / T. D. Rossing. — Springer Science Business Media, LLC New York, 2007.
- [12] **Rott, N.** Damped and thermally driven acoustic oscillations in wide and narrow tubes [Text] / N. Rott, Z. Angew // Math. Phys. 20 (230), 1969.
- [13] **Rott, N.** Thermoacoustics [Text] / N. Rott // Adv. Appl. Mech. 20, 1980.
- [14] **Spoelstra, S.** Thermoacoustic heat pumps for energy savings [Text] / S. Spoelstra, M. E. H. Tijani // Grensoverschrijdende akoestiek, Tederlands Akoestisch Genootschap, Netherlands, 2005. — P. 23.
- [15] **Swift, G. W.** Thermoacoustic engines [Text] / G. W. Swift // J. Acoust. Soc. Am. 84 (1146), 1988.
- [16] **Tomonaga.** Fundamental Thermoacoustics [Text] / Tomonaga // Tokyo, Uchida Rokakuno Publishing, 1998.
- [17] **Ueda, Y.** Experimental studies of a thermoacoustic Stirling prime mover and its application to a cooler [Text] / Y. Ueda, T. Biwa, et al. // J Acoust Soc Am 2004, 3 (115).
- [18] **Wheatley, J.** Understanding some simple phenomena in thermoacoustics with application to acoustical heat engines [Text] / J. Wheatley, T. Hofler, G. W. Swift, A. Migliori // American Journal of Physics, 2 (53), Feb. 1985. — P. 147–162.
- [19] **Wheatley, J. C.** The natural heat engines [Text] / J. C. Wheatley, G. W. Swift, and A. Migliori // Los Alamos Science, 2 (14), 1986.