

ВЛИЯНИЕ ВИХРЕЙ ШЛИХТИНГА НА ПОГЛОЩЕНИЕ ЗВУКА ПОВЕРХНОСТЬЮ ТВЕРДОГО ТЕЛА

Легуша Ф.Ф,
Чижов Г.В

Санкт-Петербургский
Государственный Морской
Технический

Лоцманская улица, 3,
. Санкт-Петербург,
Российская Федерация
190121

G.V.Chizhov@gmail.com

Целью данной работы является исследование механизмов диссипации акустической энергии за счет физических процессов, протекающих в акустическом пограничном слое (АПС), который возникает при взаимодействии стоячей звуковой волны с твердой поверхностью. В отличие от ламинарного АПС в этом случае в пристеночном слое среды, кроме неоднородных вязких и тепловых волн, возникают акустические течения Шлихтинга. Вихри могут существовать только за счет энергии отбираемой у стоячей звуковой волны в следствии чего в АПС появляется дополнительный механизм диссипации энергии. В качестве объекта исследований была выбрана цилиндрическая труба с жесткими стенками, торцы которой закрыты импедансными крышками. При возбуждении в трубе продольных полуволновых резонансов, в трубе возбуждаются стоячие волны, сформировавшиеся за счет взаимодействия бегущих навстречу друг другу нормальных звуковых волн нулевого порядка.

Ключевые слова: Бегущая звуковая волна; стоячая звуковая волна; вязкая волна; тепловая волна; вихрь Шлихтинга; диссипация энергии; пространственный коэффициент затухания; акустические измерения; резонансный метод

1 Введение

Диссипация энергии в ламинарном АПС (акустический пограничный слой) обеспечивается за счёт затухания в нём неоднородных вязких и тепловых волн, возбуждающихся на поверхности твёрдого тела в результате взаимодействия с ней бегущих звуковых волн [1,2,3]. Задачей нашего исследования является изучение особенностей формирования АПС и диссипативных процессов, происходящих в нём, при взаимодействии с твердой поверхностью тела стоячих звуковых волн.

Впервые задача о взаимодействии стоячей звуковой волны с бесконечной плоской поверхностью, без учёта диссипативных процессов в пристеночном слое, была решена Г. Шлихтингом [4,5]. При этом было показано, что в пристеночном слое вязкой жидкости, возникают течения, имеющие форму вихрей. Позже эти течения были обнаружены экспериментально. Ввиду

того, что эти вихри возбуждаются в АПС, они получили название акустических течений Шлихтинга (АТШ). Результаты теоретических и экспериментальных исследований АТШ применительно к задачам физической акустики можно найти в литературе [6-9].

2 Акустическая добавка к температуре среды

Пусть в бесконечном пространстве, заполненном вязкой и теплопроводной жидкостью в положительном направлении оси Ox распространяется плоская гармоническая звуковая волна, колебательная скорость в которой изменяется по закону

$$u = u_m e^{-\alpha x} \cos(\omega t - kx), \quad (1)$$

где u_m – амплитуда колебательной скорости, $\omega = 2\pi f$ – частота, $k = \omega / c$ – волновое

число, c – скорость звука, α – пространственный коэффициент затухания.

При распространении звуковой волны (1), кроме звукового давления и плотности будет в среде также периодически изменяться ее температура. В работах [1-3] показано, что температура среды изменяется синхронно с колебательной скоростью (1). Это позволяет уравнение для акустической добавки к температуре среды записать в следующем образом

$$T' = T'_m e^{-\alpha x} \cos(\omega t - kx), \quad (2)$$

где T'_m – амплитуда акустической добавки к температуре среды.

Связь между амплитудами u_m и T'_m определяется следующей формулой [1,2]

$$T'_m = \frac{\gamma - 1}{\beta} \cdot \frac{u_m}{c} = \frac{\gamma - 1}{\beta} \cdot M_a, \quad (3)$$

где $\gamma = C_p / C_v$; C_p , C_v – удельные теплоемкости среды при постоянном давлении и объеме соответственно; β – коэффициент теплового объемного расширения среды; $M_a = u_m / c$ – акустическое число Маха.

3 Неоднородные вязкие и тепловые волны

Если звуковая волна, распространяющаяся в вязкой и теплопроводной жидкости, взаимодействует с твердой абсолютно теплопроводной бесконечной непроницаемой поверхностью, то для нахождения коэффициентов отражения и поглощения волны необходимо использовать следующий набор граничных условий [2,3]:

$$u_n = 0; \quad (4)$$

$$u_t = 0; \quad (5)$$

$$T' = 0. \quad (6)$$

Здесь u_n – нормальная компонента колебательной скорости, u_t – тангенциальная компонента колебательной скорости.

Рассмотрим физический смысл этих граничных условий. Формула (4) соответствует основному требованию классической акустики о необходимости равенства нулю нормальной составляющей колебательной скорости на твердой непроницаемой границе.

Граничное условие (5) является условием возбуждения неоднородных вязких волн на поверхности твердого тела. Вязкая волна распространяется вдоль нормали к поверхности твердого тела, а ее уравнение движения вдоль оси Oy имеет вид

$$u_y = u_{ym} e^{-\frac{y}{\delta}} \cos(\omega t - \frac{y}{\delta}), \quad (7)$$

где $u_{ym} = u_m \sin(\theta)$, θ – угол падения волны на поверхность тела, $\delta = \sqrt{2\nu/\omega}$ – толщина АПС, $\nu = \eta / \rho$ – коэффициент кинематической вязкости, ρ – плотность, η – коэффициент динамической вязкости среды.

Уравнение (6) эквивалентно условию возбуждения на поверхности теплопроводного твердого тела неоднородной тепловой волны, уравнение движения которой вдоль оси Oy можно записать так

$$T'_T = T'_m e^{-\frac{y}{\delta_T}} \cos(\omega t - \frac{y}{\delta_T}), \quad (8)$$

где $\delta_T = \sqrt{2a/\omega}$ – толщина теплового пограничного слоя, $a = \chi / \rho C_p$ – коэффициент температуропроводности, χ – коэффициент теплопроводности среды.

Вязкие и тепловые волны сильно затухают по мере удаления от поверхности тела. На расстояниях равных $y = \lambda_v$ и $y = \lambda_T$, где $\lambda_v = 2\pi\delta$ – длина вязкой волны, $\lambda_T = 2\pi\delta_T$ – длина тепловой волны, их амплитуда уменьшается в 540 раз. Вязкие и тепловые волны существуют в

пристеночном слое жидкости за счет энергии, отбираемой у основной звуковой волны. В результате реализуется механизм диссипации энергии в АПС.

4 Ламинарный акустический пограничный слой

В данной работе нас в первую очередь интересует процессы формирования АПС в случаях, когда звуковая волна \vec{k} скользит вдоль бесконечной поверхности твердого тела (угол падения волны $\theta = 90^\circ$). Плоская гармоническая волна, колебательная скорость в которой изменяется по закону $u = u_m \cos(\omega t - kx)$, распространяется в покоящемся жидком полупространстве (рис. 1). Среда, заполняющая полупространство вязкая и теплопроводная. На этой поверхности выполняются граничные условия (4), (5) и (6). В результате взаимодействия бегущей звуковой волны \vec{k} (в плоскости $y = 0$) с поверхностью тела на ней возникают неоднородные вязкие и тепловые волны, распространяющиеся вдоль оси y (то есть вдоль нормали к поверхности тела) и формирующие ламинарный АПС, имеющий толщину δ .

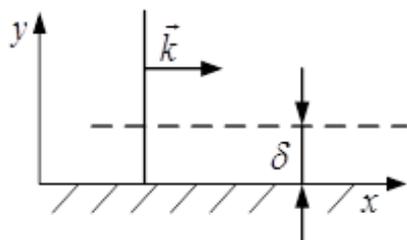


Рисунок 1. К вопросу формирования ламинарного АПС

Затухание неоднородных вязких и тепловых волн в среде приводит к появлению теплового потока, направленного к поверхности твердого тела. Плотность теплового потока можно определить из выражения

$$q_1 = q_v + q_T = (b_{21} + b_{11})J_0 = D_{vT}J_0, \quad (9)$$

где q_v и q_T – плотности тепловых потоков, возникающих соответственно за счет вязкости и теплопроводности среды, $J_0 = 0,5\rho c u_0^2$ – интенсивность звуковой бегущей волны, $b_{21} = \sqrt{\omega \nu / 2c^2}$, $b_{11} = (\gamma - 1)\sqrt{\omega a / 2c^2}$.

5 Вихревой акустический пограничный слой

Рассмотрим теперь другой вариант задачи. Пусть вдоль поверхности твердого тела распространяются бегущие навстречу друг другу две плоские одинаковые гармонические звуковые волны \vec{k} (рис. 2). В соответствии с принципом суперпозиции, работающим в классической механике, процесс поглощения звука в АПС в каждой из бегущих волн можно рассматривать отдельно. Следовательно, при взаимодействии каждой из волн с поверхностью твёрдого тела возникают тепловые потоки, плотность которых определяется при помощи выражения (9). Поскольку волн две, и они имеют одинаковые параметры, то плотность суммарного теплового потока определяется следующим образом

$$q_\Sigma = 2q_1. \quad (10)$$

Покажем, что в случае взаимодействующих волн принцип суперпозиции не работает и формула (10) не позволяет получить верное значение плотности суммарного теплового потока. Это связано в первую очередь с изменением условий формирования акустического пограничного слоя.

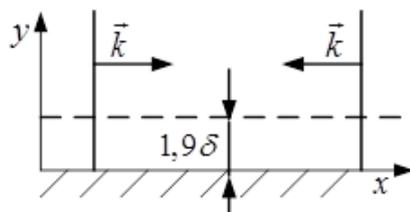


Рисунок 2. К вопросу формирования вихревого АПС

При взаимодействии одинаковых звуковых волн, бегущих навстречу друг другу, (рис. 2) в жидком полупространстве над поверхностью твердого тела возникает стоячая звуковая волна, имеющая следующие распределение колебательных скоростей вдоль оси x по закону

$$u = 2u_0 \cos(kx) \cos(\omega t). \quad (11)$$

Следовательно, в отличие от рассмотренного выше случая, когда АПС формировался в результате взаимодействия одиночной бегущей волны с твердой поверхностью, мы должны рассматривать процесс формирования пограничного слоя за счет взаимодействия стоячей волны с поверхностью твердого тела. Как следствие этого, механизм диссипации акустической энергии должен отличаться от случая, рассмотренного выше.

Физическое содержание и форма записи граничных условий на поверхности твердого теплопроводного тела не зависит от структуры акустического поля, возбужденного в верхнем полупространстве (рис. 2). Следовательно, при взаимодействии стоячей звуковой волны (11) с поверхностью твердого абсолютно теплопроводного тела на ней должны выполняться граничные условия (5) и (6). Это в свою очередь должно приводить к возбуждению на этой поверхности неоднородных вязких и тепловых волн. В отличие от ламинарного АПС, в котором амплитуды вязкой и тепловой волн не зависят от координаты x , в стоячей звуковой волне распределения амплитуд вдоль оси $0x$ имеют вид:

$$u_m(x) = 2u_0 \cos(kx); \quad (12)$$

$$T'_m(x) = T'_{mc} \cos(kx), \quad (13)$$

где T'_{mc} – амплитуда акустической добавки в стоячей звуковой волне.

Таким образом, структура АПС, возникающего в результате взаимодействия стоячей звуковой волны с поверхности твердого тела, отличается от структуры

ламинарного АПС. В рассматриваемом нами АПС, кроме вязких и тепловых волн, возбуждаются вихри Шлихтинга. Для того, чтобы отличать рассматриваемый нами АПС от ламинарного АПС, назовём его вихревым акустическим пограничным слоем.

Плотность теплового потока, возникающего вблизи верхней поверхности твердого тела (рис. 2), становится зависящей от координаты x и определяется из выражения

$$q_2(x) = 4J_0 D_{VT} \cos^2(kx), \quad (14)$$

из которого следует, что плотность теплового потока в вихревом АПС зависит от координаты x .

Для удобства расчётов формулу (14) запишем в следующем виде

$$q_2 = \bar{D}_{VT} J_0, \quad (15)$$

где \bar{D}_{VT} – коэффициент поглощения звука, усреднённый по поверхности твердого тела.

Величину усреднённого коэффициента поглощения звука находим путём следующих преобразований

$$\begin{aligned} \bar{D}_{VT} &= D_{VT} \frac{4}{\lambda} \int_0^{\lambda} \cos^2(kx) dx = \\ &= D_{VT} \frac{4}{\lambda} \int_0^{\lambda} \cos^2\left(\frac{2\pi x}{\lambda}\right) dx = 2D_{VT} \end{aligned}$$

Таким образом, вклад вязких и тепловых волн в плотность теплового потока в вихревом АПС $q_2 = q_{\Sigma}$ (см. выражение (10)) не отличается от вклада этих волн в плотность теплового потока в ламинарном АПС.

6 Физические свойства акустических течений Шлихтинга

По общей классификации акустические течения Шлихтинга относятся к акустическим течениям внутри пограничного слоя [6-9]. Эти течения имеют

вид вихрей с масштабом $(1,9\delta \times 0,25\lambda)$, где λ – длина звуковой волны. Следовательно, толщина вихревого АПС равна $1,9\delta$. Время установления течений Шлихтинга $\tau \approx \delta^2/u_0 = T/\pi$, где T – период колебаний частиц среды в стоячей волне. Таким образом, время установления вихрей меньше периода волны, и они формируются практически сразу после возбуждения стоячей звуковой волны в жидкости.

Единственным условием возникновения этих вихрей является выполнение неравенства $\lambda \gg \lambda_v$, где $\lambda_v = 2\pi\delta$ – длина вязкой волны. Физически выполнение этого неравенства означает, что течения Шлихтинга являются безпороговыми и они возникают при самых незначительных интенсивностях волн, образующих стоячую звуковую волну.

Даже в очень интенсивных акустических полях для акустических чисел вихрей Шлихтинга выполняется неравенство $R_v \ll 0,1$. Физически это означает, что вихри Шлихтинга отбирают энергию у стоячей звуковой волны и эффективно превращают её в тепло. Это позволяет утверждать, что в вихревом АПС имеется дополнительный механизм диссипации акустической энергии, который отсутствует в поле бегущих волн и, как следствие этого, плотность усреднённого по поверхности теплового потока в вихревом АПС $\bar{q}_H > q_2 = q_\Sigma$.

Необходимо отметить, что на оси Ox имеются точки, в которых производная $dT'_m(x)/dx \neq 0$. Из теории теплопроводности следует, что в случаях, когда градиенты температуры не равны нулю, в жидкости должны возникать тепловые потоки. В рассматриваемом случае эти потоки текут в пристеночном слое жидкости параллельно поверхности твёрдого тела. Примечательно, что направления распространения этих тепловых потоков совпадают с направлениями движения частиц среды в вихрях Шлихтинга.

Теория акустических течений Шлихтинга до сих пор ещё недостаточно разработана.

Это не позволяет провести численную оценку диссипации энергии в АПС. По этой причине необходимо провести экспериментальную оценку вклада вихрей Шлихтинга и распределения (14) в поглощение звука поверхностью твёрдого тела.

7 Выбор объекта экспериментальных исследований

Для проведения эксперимента предлагается воспользоваться цилиндрическими трубами, имеющими однородное поперечное сечение. Труба является единственным конструктивным элементом, в котором могут быть возбуждены нормальные звуковые волны нулевого порядка, имеющие плоский фронт. Волны, бегущие в трубе навстречу друг другу, формируют в ней стоячую звуковую волну, взаимодействующую с внутренней поверхностью трубы.

Структура акустического поля, возбужденного в трубе может быть рассчитана при помощи методики, изложение которой можно найти, например, в книге С. Н. Ржевкина [10]. В связи с этим геометрические параметры трубы должны в максимальной мере соответствовать этой теории, то есть при изготовлении трубы необходимо выполнить следующие условия: $L \gg R$, где L – расстояние между крышками, закрывающими отверстия на торцах трубы; R – радиус трубы; $R < 0,5\lambda$, λ – длина звуковой волны, нулевого порядка, распространяющейся в газе заполняющем трубу (рис. 3).

Труба имеет твердые абсолютно теплопроводные стенки. Торцы трубы закрыты импедансными крышками, находящимися на расстоянии L друг от друга. Внутренние поверхности крышек параллельны. На внутренней поверхности крышек сформирован активный элемент пленочного термофона, который используется для возбуждения акустического поля в объеме воздуха, заполняющего трубу.

Пленочные термофоны это широкополосные нерезонансные поршневые источники звуковых волн. Особенности конструкции и применения пленочных термофонов для акустических измерений можно найти в наших работах [11-14].

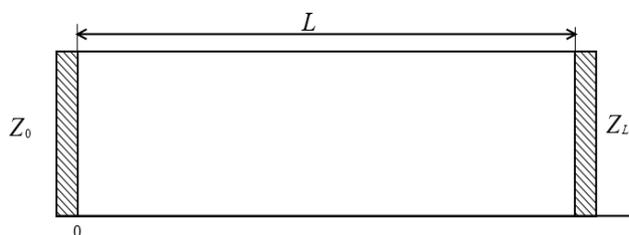


Рисунок 3 Труба, оба конца которой закрыты импедансными крышками

Акустический импеданс крышки, находящейся при $x = 0$, обозначим $Z(0)$, а импеданс крышки при $x = L$ соответственно $Z(L)$. В точке $x = 0$ к столбу воздуха, ограниченному стенками трубы и крышками приложена гармоническая сила $F_0 e^{i\omega t}$. Для расчета параметров и структуры акустического поля, возбуждаемого в трубе, использовался известный метод [10]. Единственным усовершенствованием этого метода было то, что в процессе исследований были уточнены значения необходимые для оценки величины ПКЗ бегущих волн, обусловленные диссипацией энергии в АПС стенок трубы и в объеме воздуха, заполняющего трубу. В общем случае, акустическое поле в трубе, торцы которой закрыты крышками, может существовать в виде суперпозиции бегущих и стоячих звуковых волн. Это хорошо видно из распределения звукового давления вдоль оси трубы [10]

$$p(x, t) = A(1 - R_p) e^{i(\omega t - kx)} + 2R_p A e^{i(\omega t + \varphi - kL)} \cos[k(x - L) + \varphi], \quad (16)$$

где R_p – модуль коэффициента отражения звуковой волны от крышки по давлению, 2φ – разность фаз падающей и отраженной звуковых волн от крышки

$$A = F_0 \rho c \frac{Z(L) + S \rho c}{D} e^{ikL};$$

$$D = 2(Z(0)Z(L) + S^2 \rho^2 c^2) \operatorname{sh} \gamma L + 2S \rho c (Z(0) + Z(L)) \operatorname{ch} \gamma L;$$

где $\gamma = \alpha + ik$ – постоянная распространения, α – пространственный коэффициент затухания волны, $k = \omega/c = 2\pi/\lambda$ – волновое число, $F_0 = S p_m$, p_m – амплитуда давления, создаваемая источником звука, $S = \pi R^2$ – площадь поперечного сечения трубы.

В правой части формулы (16) первое слагаемое является бегущей звуковой волной, распространяющейся в положительном направлении оси x , а второе слагаемое – стоячая звуковая волна. Из выражения (16) видно, что чисто стоячая звуковая волна в трубе может существовать только в случае, когда модуль коэффициента отражения $R_p = 1$. Это возможно только тогда, когда импедансы крышек $Z(L) = Z(0) = \infty$, или, когда отношение акустических импедансов контактирующих сред очень велико, как это обычно бывает на границе твердое тело-газ.

Будем считать, что крышки, закрывающие торцы трубы, имеют одинаковые акустические импедансы, т.е. $Z(L) = Z(0)$, а также выполняется отношение $Z(L)/S \rho c \gg 1$. При этом в трубе возникают продольные резонансные колебания на частотах

$$f_n = nc / 2L, \quad (17)$$

где $n = 1, 2, 3, \dots$, c – скорость звука в среде, заполняющей трубу. Нетрудно показать, что при этом также выполняется условие

$$L = n\lambda_n / 2, \quad (18)$$

где $\lambda_n = c/f_n$ – длина волны на частоте n -го резонанса.

Из формулы (18) видно, что число вихрей Шлихтинга, образующееся в трубе на собственных частотах f_n , будет $N = 2n$.

8 Метод измерения коэффициентов затухания

Выражение (16) записано в предположении, что акустические потери в трубе малы и определяются только диссипативными процессами в объеме газа, заполняющего трубу [10]. В общем случае акустические потери в трубе, в которой возбуждается стоячая волна, будут определяться следующими процессами: диссипацией энергии в объеме газа, диссипацией энергии за счет возбуждения вязких и тепловых волн на внутренних поверхностях трубы (см. выражение (14)), диссипацией энергии на вихрях Шлихтинга. Все виды потерь могут быть учтены за счет введения пространственного коэффициента затухания (ПКЗ) стоячей звуковой волны

$$\alpha_n = \alpha_{vn} + 2\alpha_k + 2\alpha_a, \quad (19)$$

где α_{vn} – ПКЗ, учитывающий диссипацию энергии на вихрях Шлихтинга; α_k – ПКЗ, учитывающий диссипацию энергии за счет затухания вязких и тепловых волн, α_a – ПКЗ, учитывающий поглощение звука в объеме газа.

Величины α_k и α_a могут быть достаточно точно рассчитаны. Для расчета α_k используем формулу Кирхгофа [16-19], для оценки величины α_a может быть применена формула Кнейзера [16-19], полученная для влажного воздуха. На низких частотах обычно выполняются неравенства $2\alpha_a \ll 2\alpha_k$ и $2\alpha_k \ll \alpha_{vn}$. Это позволяет выбрать диапазон частот, в котором измерения будут давать достаточно точные значения $\alpha_n = \alpha_{vn}$.

Для экспериментального определения значений α_n можно использовать резонансный метод измерений [19]. Нормированная амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) вблизи n -го полуволнового резонанса f_n имеет вид

$$A_2(f) = \left| \frac{p(l)}{p(l)_{\max}} \right|^2 = \frac{4\omega^2 \beta_n^2}{4\omega^2 \beta_n^2 + [\omega^2 - \omega_n^2 + \beta_n^2]^2} \quad (20)$$

где $A_2(f) = 4R_p^2 A^2$, $\omega_n = 2\pi f_n$ – собственная частота системы на n -ом резонансе, β_n – временной коэффициент затухания, на частоте f_n .

Величина временного коэффициента затухания β_n связана с параметрами АЧХ следующей формулой

$$\beta_n = 1,002\pi \Delta f_n, \quad (21)$$

где Δf_n – ширина резонансного промежутка n -го резонанса на уровне 0,5 АЧХ (20).

В свою очередь пространственный коэффициент затухания α_n связан с временным коэффициентом затухания β_n следующим образом

$$\alpha_n = \beta_n / c. \quad (22)$$

Таким образом, измерения значений f_n и Δf_n позволяют экспериментально оценить величину ПКЗ α_n . Далее полученное значение α_n подставляем в формулу (19) и находим величину $\alpha_{vn} = \alpha_n - 2\alpha_k - 2\alpha_a$. Напомним, что величина α_{vn} характеризует потери энергии в пристеночном слое на вихрях Шлихтинга.

9 Результаты предварительных измерений

Предварительные исследования влияния вихрей Шлихтинга на диссипацию энергии в вихревом АПС были проведены в наших работах. Для примера, результаты измерений для труб, имеющих радиус $R = 23,2$ мм, различные расстояния между крышками, которые закрывают торцы труб, показаны на рис. 4.

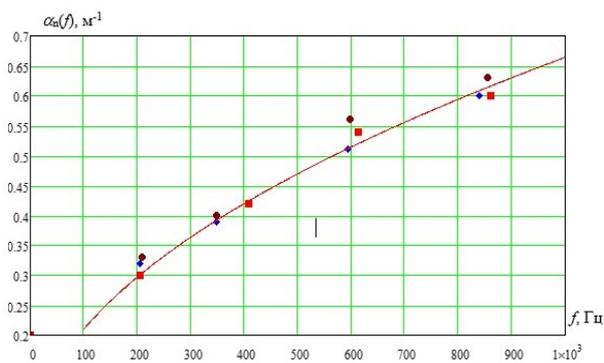


Рисунок 4 Частотная зависимость полного пространственного коэффициента затухания: ■ – $L = 4,17$ м; ◆ – $L = 8,34$ м; ● – $L = 12,29$ м

Из рис. 4 видно, что с ростом частоты экспериментальное значение полного пространственного коэффициента затухания увеличиваются по закону

$$\alpha_n(f) = 0,021\sqrt{f}. \quad (23)$$

Отметим, что частотная зависимость (23) получена при помощи математического пакета Mathcad методом аппроксимации точек функцией с использованием функции Mathcad regress(x,y,n). Для того, чтобы сопоставить значения $\alpha_n(f)$ с ПКЗ $\alpha_k(f)$ величина которого определяется диссипацией энергии в ламинарном АПС, создаваемом на внутренней поверхности стенки, запишем после подстановки численных значений физических параметров формулу Кирхгофа в следующем виде

$$2\alpha_k = 2,68 \cdot 10^{-3}\sqrt{f}, \quad (24)$$

Если сопоставить выражения (23) и (24), то нетрудно заметить, что во всех случаях величина пространственного коэффициента затухания увеличивается с ростом частоты пропорционально \sqrt{f} . Это обстоятельство позволяет объяснить почему процесс диссипации акустической энергии, обусловленной возбуждением акустических течений Шлихтинга в поле стоячих звуковых волн не был обнаружен раньше. При проведении измерений на базе акустических интерферометров процесс

диссипации энергии в АПС бегущих волн оказывается не отличимым от процесса поглощения звука на вихрях Шлихтинга.

В общем случае в трубах оба, рассматриваемые здесь, механизма диссипации акустической энергии могут одновременно вносить свой вклад в поглощение звука. При этом, если оценивать относительный вклад в диссипацию энергии обоих механизмов поглощения звука, то получим следующее соотношение $\alpha_n(f)/2\alpha_k(f) = 7,8$. Кроме того из рис. 4 хорошо видно, что значения ПКЗ α_n не зависят от расстояния между крышками, закрывающими торцевые отверстия трубы.

10 Заключение

Представленные в наших работах [15-18] результаты измерений величины α_n мы считаем предварительными, подтверждающими существование вклада вихрей Шлихтинга в диссипацию энергии в АПС, но не удалось достаточно точно определить величину ПКЗ α_n . Это связано с тем, что нам не удалось в полной мере учесть влияния телефонного капсюля, использованного в ходе измерений, на параметры акустического поля в трубе. На рис. 3 влияние телефонного капсюля учитывается за счет введения акустического импеданса Z_0 . Формирование активного элемента пленочного термофона непосредственно на плоской крышке (при $x = 0$), закрывающей торец трубы, позволяет снять эту неопределенность.

В последующих работах планируется проведение дополнительных теоретических и экспериментальных исследований. В первую очередь эти работы будут направлены на выяснение влияния радиуса трубы на величину $\alpha_n(f)$. Необходимо также исследовать случай, когда в трубе существует одновременно бегущая и стоячая звуковые волны. Акустическое поле с такой структурой возбуждается, например, в трубах с открытыми торцами. Кроме того, будут проведены мероприятия по совершенствованию установки с целью

повышения точности измерений. Отметим также, что полученные выше результаты позволяют получить численную оценку энергии, диссипируемой на одиночном вихре Шлихтинга.

Список использованных источников

[1] Kirchoff G. Ueber den Einfluss der Wärmeleitung in einem Gase auf die Schallbewegung Poggendorf's Annalen. - 1868. - Bd. 134. - № 6. - 177 p.

[2] Константинов Б. П. О поглощении звуковых волн при отражении от твердой границы / Б. П. Константинов // ЖТФ. – 1939. - Т. 9. - № 3. - С. 226-238.

[3] Константинов Б. П. Гидродинамическое звукообразование и распространение звука в ограниченных средах / Б. П. Константинов. – Л.: Наука, 1974. 144 с.

[4] Schlichting H. Berechnung ebener periodischer strömungen / H. Schlichting // Phys. – 1932. - Z. 33. – P. 327.

[5] Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя / Г. Шлихтинг. – М.: Наука, 1974. – 711 с.

[6] Зарембо Л. К. Акустические течения, в кн. Мощные ультразвуковые поля / Л. К. Зарембо. – М.: Наука, 1968. - С. 87-128.

[7] Зарембо Л. К. Введение в нелинейную акустику / Л. К. Зарембо, В. А. Красильников. – М.: Наука, 1966. - 520 с.

[8] Зарембо Л.К., Тимошенко В.И. Нелинейная акустика. – М.: Из-во МГУ, 1984. 103 с.

[9] Lighthill J. Acoustic streaming / J. Lighthill // J. of Sound and Vibration. – 1973. – Vol. 61. – Issue 3. - P. 391-418.

[10] Ржевкин С. Н. Курс лекций по теории звука / С. Н. Ржевкин - М.: Изд. МГУ, 1960. - 338 с.

[11] Легуша Ф. Ф. Широкополосные источники звука – термофоны / Ф. Ф. Легуша, К. В. Невеселова. - СПб.: МИТ. – 2014. - № 3 (25), Т. 1. - С. 71-77.

[12] Легуша Ф. Ф. Экспериментальные исследования современных термофонов. / Ф. Ф. Легуша, К. В. Невеселова. - СПб.: МИТ. – 2015. - № 4 (30). - Т. 1. - С. 60-65.

[13] Васильев Б. П. Экспериментальные исследования плёночных термофонов / Б. П. Васильев, Ф. Ф. Легуша, К. В. Разрезова, Г. В. Чижов. - СПб.: МИТ. – 2016. - № 4 (34). – Т. 1. - С. 118-123.

[14] Vasiliev B. P. Active elements of film sources of sound- thermophones. / B. P. Vasiliev, F. F. Legusha, K. V. Razrezova, G. V. Chizhov // 13th International Conference on Films and Coatings. J. Phys. - 2017. - Conf. Ser. 857 012051.

[15] Легуша Ф. Ф. Расчет затухания звука при возбуждении стоячей волны в прямой трубе, имеющей произвольную форму поперечного сечения

/ Ф. Ф. Легуша, М. А. Мусакаев // Труды XX сессии РАО. Физическая акустика. - М.: ГЕОС, 2008. - С. 179-183.

[16] Легуша Ф. Ф. Механизмы поглощения звука в трубах / Ф. Ф. Легуша, М. А. Мусакаев // Труды XXIV сессии РАО. Физическая акустика. - М.: ГЕОС, 2011. С. 207-211.

[17] Берестовицкий Э. Г. Механизмы поглощения звука в стоячей волне, возбуждённой в цилиндрической трубе. / Э. Г. Берестовицкий, Ф. Ф. Легуша, М. А. Мусакаев, М. М. Олейник // Судостроение, 2011. - Вып. 3. - С. 42-44.

[18] Берестовицкий Э. Г. Экспериментальные исследования вклада акустических течений Шлихтинга в диссипацию энергии в стоячей звуковой волне / Э. Г. Берестовицкий, Ф. Ф. Легуша, М. А. Мусакаев // Судостроение, 2013. - 2 (807). - С. 42-45.

[19] Беранек А. Акустические измерения / А. Беранек. - М.: ИЛ, 1952. – 510 с.

THE INFLUENCE OF SCHLICHTING VORTICES ON THE ABSORPTION OF SOUND BY A SOLID SURFACE

**Fedor F. Legusha,
Georgiy V. Chizhov**

Saint-Petersburg state marine
technical university
3, Lotsmanskaya, St.,
St. Petersburg, Russian Federation
190121
G.V.Chizhov@gmail.com

The aim of this work is to study the mechanisms of acoustic energy dissipation due to the physical processes occurring in the acoustic boundary layer (APS), which occurs when the standing sound wave interacts with a solid surface. Unlike laminar APS in this case, in the wall layer of the medium, in addition to inhomogeneous viscous and thermal waves, acoustic Schlichting flows occur. Vortices can exist only due to the energy taken from the standing sound wave in consequence of which an additional mechanism of energy dissipation appears in the APS. A cylindrical tube with rigid walls, the ends of which are closed by impedance lids, was chosen as the object of research. When the longitudinal half-wave resonances are excited in the pipe, standing waves are excited in the pipe, formed due to the interaction of the normal zero-order sound waves running towards each other

Key words: *Running sound wave; standing sound wave; viscous wave; thermal wave; Schlichting vortex; energy dissipation; spatial attenuation coefficient; acoustic measurements; resonance method*

References

- [1] Kirchoff, G. (1868), “Ueber den Einfluss der Wärmeleitung in einem Gase auf die Schallbewegung Poggendorf's Annalen”, Bd. 134, no. 6, 177 p.
- [2] Konstantinov, B.P. (1939), “O pogloshchenii zvukovyh voln pri otrazhenii ot tverdoj granicy”, *ZHTF*, vol. 9, no. 3, pp. 226-238.
- [3] Konstantinov, B. P. (1974), *Gidrodinamicheskoe zvuko-obrazovanie i rasprostranenie zvuka v ogra-nichennyh sredah*, Nauka, Leningrad, Russia, 144 p.
- [4] Schlichting, H. (1932), “Berechnung ebener peregischer strömungen”, *Phys.*, Z. 33, pp. 327.
- [5] SHlihting, G. (1974), *Teoriya pograničnogo sloya* [Theory of boundary layer], Nauka, Moscow, Russia, 711p.
- [6] Zarembo, L.K. (1968), *Akusticheskie techeniya. V kn.: Moshchnye ul'trazvukovye polya* [Acoustic streaming, in “High-Intensity Ultrasonic Fields”], *Nauka*, Moscow, Russia, pp. 87-128.
- [7] Zarembo, L.K., Krasil'nikov, V.A. (1966), *Vvedenie v nelinejnyu akustiku* [Introduction to Nonlinear Acoustics], *Nauka*, Moscow, Russia, 520 p.
- [8] Zarembo, L.K., Timoshenko, V.I. (1984), *Nelinejnaya akustika* [Nonlinear Acoustics], MGU, Moscow, Russia, 103 p.
- [9] Lighthill, J. (1973), Acoustic streaming, *J. of Sound and Vibration*, vol. 6, issue 3, pp. 391-418.
- [10] Rzhvekin, S.N. (1960), *Kurs lekcij po teorii zvuka* [A course of lectures on the theory of sound], MGU, Moscow, Russia, 338 p.
- [11] Legusha, F.F. and Neveselova, K.B. (2014), “SHirokopolosnye istochniki zvuka – termofony”, *MIT*, vol. 1, no. 3, Issue 25, St. Petersburg, Russia, pp. 71-77.
- [12] Legusha, F.F. and Neveselova, K.V. (2015), “Eksperimental'nye issledovaniya sovremennykh termofonov”, *MIT*, vol. 1, no. 4, Issue 30, St. Petersburg, Russia, pp. 60-65.
- [13] Vasil'ev, B.P., Legusha, F.F., Razrezova, K.V. and CHizhov, G.V. (2016), “Eksperimental'nye issledovaniya plyonochnykh termofonov”, St. Petersburg, Russia, vol. 1, no. 4, Issue 34, pp. 118-123.
- [14] Vasiliev, V.P., Legusha F.F., Razrezova, K.V. and Chizhov, G.V. (2017), “Active elements of film sources of sound – thermophones, *13th International Conference on Films and Coatings*. J. Phys.: Conf. Ser. 857 012051.
- [15] Legusha, F.F. and Musakaev, M.A. (2008), “Raschet zatuhaniya zvuka pri vzbuzhdenii stoyachej volny v pryamoj trube, imeyushchej proizvod'nuyu formu poperechnogo secheniya”, *Trudy XX sessii RAO, Fizicheskaya akustika*, GEOS, Moscow, Russia, pp. 179-183.
- [16] Legusha, F.F. and Musakaev, M.A. (2011), “Mekhanizmy pogloshcheniya zvuka v trubakh”, *Trudy XXIV sessii RAO, Fizicheskaya akustika*, GEOS, Moscow, pp. 207-211.

[17] Berestovickiy, E.G., Legusha, F.F., Musakaev, M.A. and Olejnik, M.M. (2011), “Mekhanizmy pogloshcheniya zvuka v stoyachej volne, vzbuzhdyonnoy v cilindricheskoy trube”, *Sudostroenie*, vol. 3, pp. 42-44.

[18] Berestovickiy, E.G., Legusha, F.F. and Musakaev, M.A. (2013), “Eksperimental'nye issledovaniya vklada akusti-cheskikh techeniy SHlihtinga v dissipaciyu ehnergii v stoyachey zvukovoy volne” [Experimental research of Schlichting acoustic flow effect to energy dissipation in standing acoustic wave], *Sudostroenie*, vol. 2, Issue 807, pp. 42-45.

[19] Beranek, A. (1952), *Akusticheskie izmereniya* [Acoustic measurements], IL, Moscow, Russia, p. 510.