АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 1998, том 44, № 2, с. 239–246

УДК 534.2:629.7

О ПРИМЕНЕНИИ ДВИЖУЩЕГОСЯ ГАЗОВОГО СЛОЯ ДЛЯ СНИЖЕНИЯ ШУМА СТРУИ

© 1998 г. В. М. Кузнецов, А. А. Потокин

Государственный научно-исследовательский центр ЦАГИ им. Н.Е. Жуковского
107005 Москва, ул. Радио, 17

Поступила в редакцию 06.02.97 г.

Исследовано влияние условий падения звуковых волн на газовый слой, температуры и скорости движения газа на интенсивность проходящего через слой звука. Представлены результаты экспериментальных исследований экранирования шума струйных источников с помощью газового слоя, образующегося при истечении гелиевого и подогретого воздушного потоков из полукольцевой и серповидной щелей. Установлено, что газовый экран является весьма эффективным средством снижения шума турбулентной струи, особенно в области высоких частот и в области углов наблюдения, соответствующих наиболее интенсивному акустическому излучению струи.

В связи с необходимостью обеспечения экологической безопасности гражданской авиации и ожидающимся ужесточением нормативных требований ИКАО по шуму на местности в последние годы расширяется сфера изучения возможных способов изменения звуковых полей источников авиационного шума [1]. Одним из перспективных методов для практического использования является применение высокотемпературного газового слоя для экранирования шума самолетных двигателей и снижения интенсивности шума в каком-либо выбранном направлении. При применении этого способа используется свойство звуковых волн испытывать отражение и преломление при прохождении через слой движущегос газа с градиентами средней скорости и температуры [2]. Например, эффект снижения интенсивности шума выхлопного потока проявляется при применении хорошо известных многотрубчатых насадков [3], где роль газовых экранов выполняют внешние периферийные струйки, а наблюдающееся при экспериментах снижение уровней шума в области высоких частот обусловлено как изменением условий смешения потоков, так и акустическим экранированием, т.е. отражением звука от движущихся внешних струек.

Экспериментальное исследование распространения звука через слой подогретого газа практически впервые было предпринято в работе [4], где для изменения температуры относительно тонкого слоя использовался проволочный подогреватель. Было установлено, что коэффициент прохождения небольшой для углов, превышающих критической угол или угол полного отражения, а при увеличении частоты звука коэффициент прохождения уменьшается при всех углах измерения. Итог опубликованным впоследствии работам по изучению акустических свойств газового экрана был подведен в работе [5]. Проявившийся в последние годы интерес к исследованиям эффективности этого метода снижения шума обусловлен изучением возможностей и преимуществ разработки авиационных двигателей с изменяемым режимом работы [6–8]. Создание между струей и наблюдателем газового или "термоакустического" экрана возможно, например, путем отбора за камерой сгорания двигателя части подогретого газа и организации вторичного потока параллельно направлению истечения основного потока.

Теоретические исследования распространения звука в движущихся слоистых средах с изменяющимися термодинамическими свойствами начались в конце 40-х–начале 50-х годов после появления монографии Д.И. Блохинцева [9]. Однако в последующих работах, например, [10], [11], при попытках исследования прохождения звука через границу раздела движущихся сред неправильно были сформулированы граничные условия, выразившиеся в удовлетворении равенства с разных сторон от границы нормальных компонентов скорости вместо равенства нормальных смещений частиц в каждой среде, как показано в работах [2] и [12]. Следует отметить, что допущенные ошибки были исправлены также в работе [13], где для случая одной границы раздела движущихся сред получены выражения для коэффициентов отражения и прохождения звука. Решение подобной задачи для волнистой или рифленой поверхности было затем осуществлено в работе [14], а в [15] – для двух и трех поверхностей разрыва в виде очень тонких сдвиговых слоев и частного случая потоков с однородными свойствами.

Прохождение звука через движущийся слой газа, параметры которого отличаются от параметров окружающей среды, при правильных граничных условиях было практически впервые рассмотрено в работе [16], где для двух поверхностей раздела и произвольных скоростей движения сред

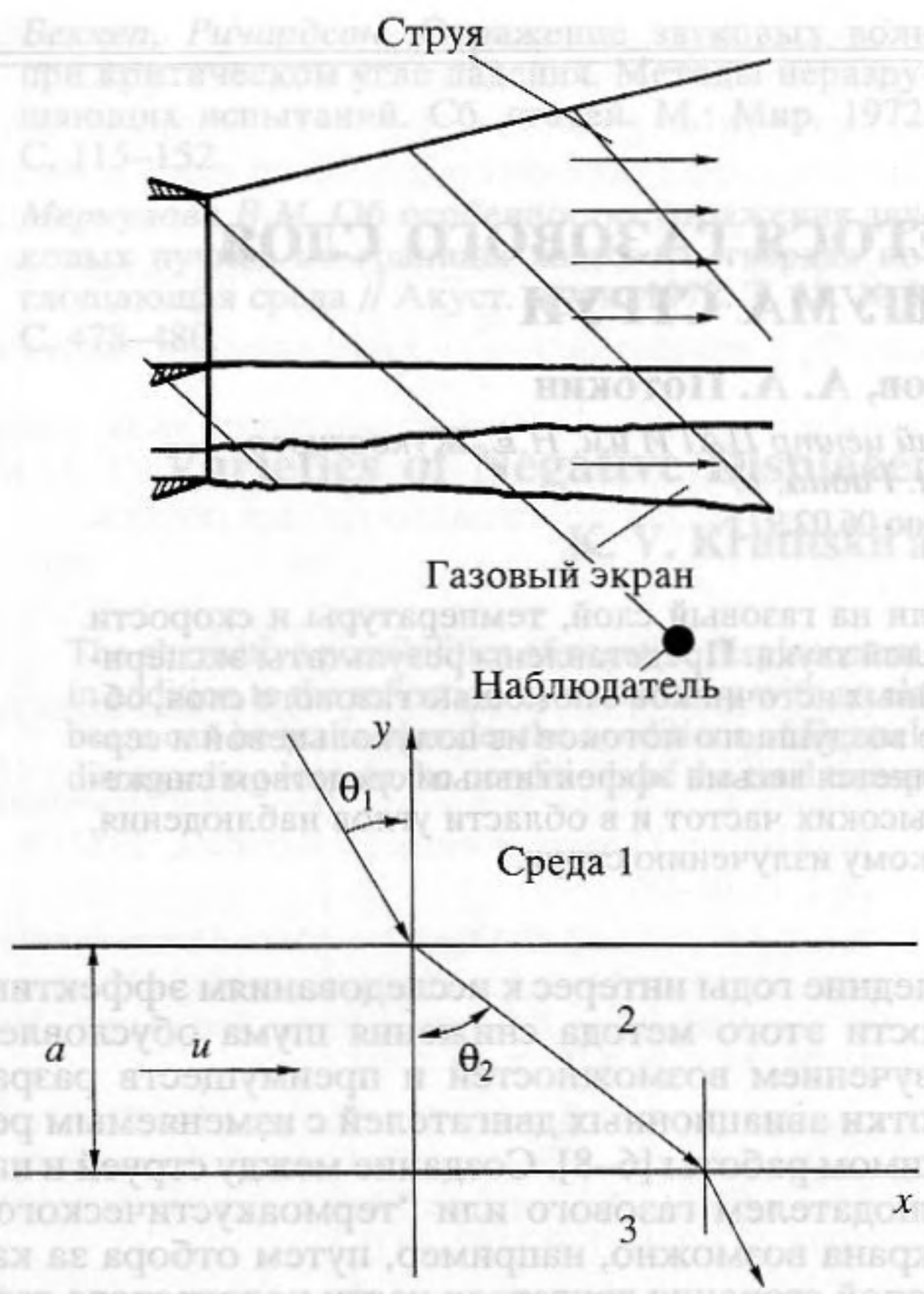

Рис. 1. Прохождение звуковой волны через слой газа.

получены выражения для коэффициентов отражения и прохождения. Впоследствии Л.М. Лямшевым [17] было показано, что аналогичные выражения могут быть также выведены без решения соответствующих краевых задач, исходя из распространения результатов теории отражения звука стационарными слоистыми средами путем использования понятия импеданса движущейся среды.

Проблеме взаимодействия звука с потоком в слое смешения струи посвящены также появившиеся в последние годы работы [18, 19]. Так, исследования, представленные в работе [18], свидетельствуют о том, что турбулентная струя, расположенная между источником звука и наблюдателем, экранирует распространяющийся к наблюдателю звук. Эффекты экранирования исследованы на примере системы струй, истекающих из четырех расположенных рядом осесимметричных сопел, т.е. системы, характерной для многосопловой силовой установки самолета. Результаты исследований показали, что эффекты экранирования наиболее заметно проявляются в области высоких частот и в области углов наблюдения, соответствующих боковому шуму системы двигателей. В работе [19] рассмотрено взаимодействие звука с потоком в струе, истекающей из эллиптического сопла. В качестве основного источника шума рассмотрена мелкомасштабная турбулентность. На основе решения уравнений Навье–Стокса для сжимаемой жидкости рассчитаны характеристики направленности уровней звукового давления, подтверждающие наблюдающееся в экспериментах ослабление интенсивности излучения со стороны главной оси эллиптической струи.

Однако, несмотря на непрекращающийся интерес к рассматриваемой проблеме, еще не проведен анализ влияния параметров газового слоя на его способность осуществлять экранирование источника звука.

Рассмотрим распространение плоской звуковой волны через движущийся слой газа толщиной a. Присвоим индексы 1, 2, 3 параметрам, относящимся соответственно к среде, из которой падает волна, движущемуся слою и среде, в которую проходит волна. Введем прямоугольную систему координат таким образом, что плоскость падения волны совпадает с плоскостью $0xy$, а газ движется в положительном направлении оси $0x$ со скоростью U (рис. 1). В соответствии с [16] и [17] при условии, что параметры сред 1 и 3 равны, коэффициент прохождения предстаавляется в следующем виде:

$$D = \{4z_1z_2\}/\{-(z_1-z_2)^2\exp(ik_2\cos\theta_2 a) + (z_1+z_2)^2\exp(-ik_2\cos\theta_2 a)\},$$

где $z_1 = \rho_1c_1/\cos\theta_1$ и $z_2 = \rho_2c_2/(1+M\sin\theta_2)\cos\theta_2$ – импеданс неподвижной и движущейся сред соответственно; ρ – плотность среды; c – скорость звука; $M = U/c_2$ – число Маха; θ – угол между направлением распространения волны и нормалью к границе слоя; k – волновое число; $k_2/k_1 = \sin\theta_1/\sin\theta_2$ и $k_2/k_1 = (1+M\sin\theta_2)^{-1}c_1/c_2$ – условия равенства фазовых скоростей и волновых чисел на границе раздела сред.

Определим далее интенсивность звука, прошедшего через слой: $I_3 = I_1|D|^2$, где I_1 – интенсивность падающего звука, и исследуем зависимость I_3 от термодинамических параметров движущегося газа и угла падения звуковой волны на границу слоя. В результате алгебраических преобразований получаем для области углов падения $\theta_1 < \theta_1^*$

$$\bar{I} = I_3/I_1 = [1 + 0.25\sin^2(k_2\cos\theta_2 a)(z_2/z_1 - z_1/z_2)^2]^{-1} \quad (1)$$

и для области $\theta_1 > \theta_1^*$

$$\bar{I} = [1 + 0.25\,\mathrm{sh}^2(k_2\cos\theta_2 a)(\delta_2/z_1 + z_1/\delta_2)^2]^{-1},$$

где $\theta_1^* = \arcsin[c_1/(c_2+U)]$ – угол полного отражения на границе сред 1 и 2 при $\theta_1 < \theta_1^*$; $k_2\cos\theta_2 = k_1\sqrt{n^2 - \sin^2\theta_1}$, $z_2/z_1 = \rho_2\bar{c}^2\cos\theta_1 n^2/\rho_1\sqrt{n^2 - \sin^2\theta_1}$

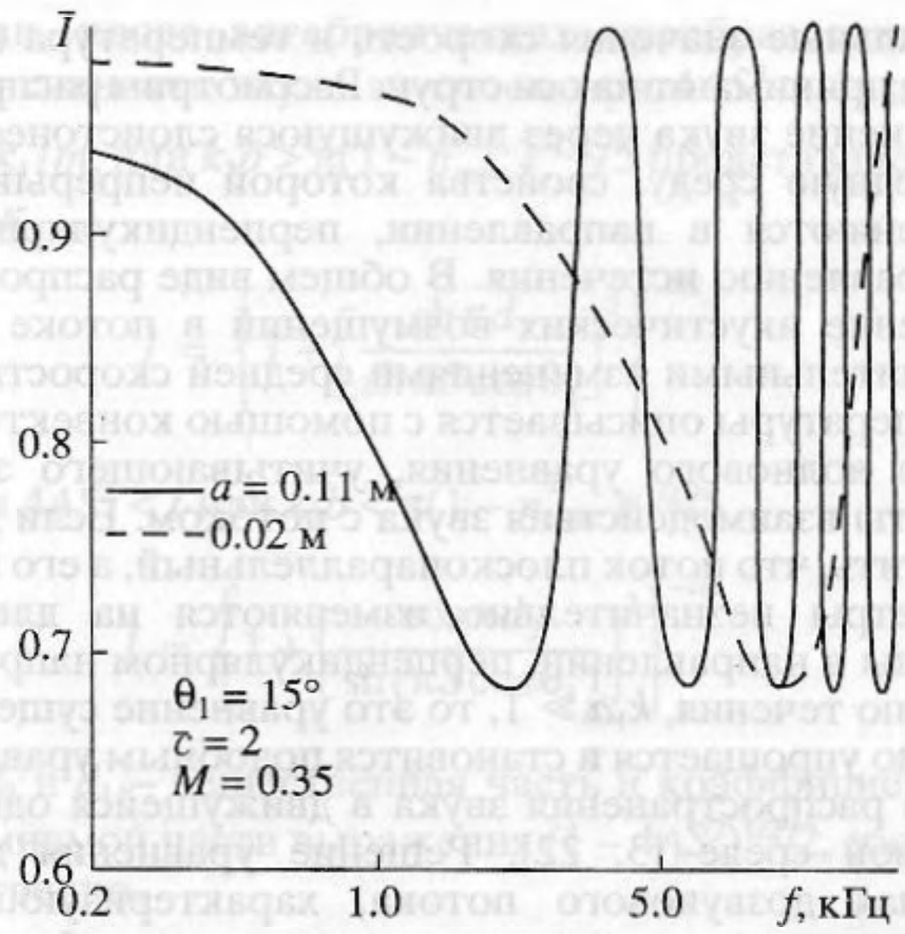

Рис. 2. Зависимость интенсивности прошедшего через слой звука от его частоты.

при $\theta_1 > \theta_1^*$, $k_2\cos\theta_2 = ik_1\sqrt{\sin^2\theta_1 - n^2}$, $z_2 = i\delta_2$, $\delta_2/z_1 = -\rho\bar{c}^2\cos\theta_1 n^2/\rho_1\sqrt{\sin^2\theta_1 - n^2}$, $k_1 = 2\pi f/c_1$,

$$n = (c_1 - U\sin\theta_1)/c_2 \qquad (2)$$

– показатель преломления, для совершенного газа $n = (1 - M\sqrt{\bar{T}}\sin\theta_1)\sqrt{\bar{T}}$, $\bar{T} = T_2/T_1$, T – абсолютная температура, $\bar{c} = c_2/c_1$.

При фиксированных параметрах сред и угле падения звуковой волны интенсивность прошедшего через слой звука зависит от его частоты (рис. 2), причем чем больше толщина слоя, тем чаще чередование максимумов и минимумов функции $\bar{I}$. Положение минимумомв соответствует равенству синуса единице в выражении (1) и определяется величиной $(z_2/z_1 - z_1/z_2)^2$, т.е. выбранными параметрами сред и углом падения. Наличие максимумов функции $\bar{I}$ соответствует полному прохождению звука через слой газа и аналогично существованию полуволнового слоя, который, как бы выключаясь, не влияет на падающую волну [20]. При уменьшении частоты или стремлении k_1a к нулю газовый слой становится все более прозрачным для падающего звука.

Подобный вид имеет также зависимость $\bar{I}$ от угла падения θ_1 в области $\theta_1 < \theta_1^*$ при больших значениях волнового числа и толщины слоя; при этом, чем больше значение k_1a, тем чаще чередуются максимумы и минимумы (рис. 3). Так для определенного значения $\bar{T}$ и, например, $k_1a = \alpha\sqrt{\bar{T}}$, $a = \pi/2, \pi, 2\pi \ldots$ аргумент синуса в выражении (1) принимает значения от $\pi/2, \pi, 2\pi \ldots$ до нуля при изменении θ_1 от нуля до $\theta_1^* = \arcsin[(I/\sqrt{\bar{T}}(I + M)]$, что и объясняет появление максимумов и минимумов $\bar{I}$ при увеличении k_1a.

В области углов падения $\theta_1 > \theta_1^*$ при больших значениях k_1a, когда длина звуковой волны сравнима с толщиной слоя или меньше ее, интенсивность прошедшего звука незначительна; при увеличении длины звуковой волны или уменьшении толщины слоя, т.е. уменьшении k_1a, просачивание звуковой волны возрастает.

Влияние температуры и скорости движения слоя на его акустическую эффективность проследим для случая небольшого значения параметра k_1a, когда вид зависимости $\bar{I}$ от угла θ_1 существенно упрощается (рис. 4). Для оценки влияния скорости слоя на интенсивность прошедшего звука вве-

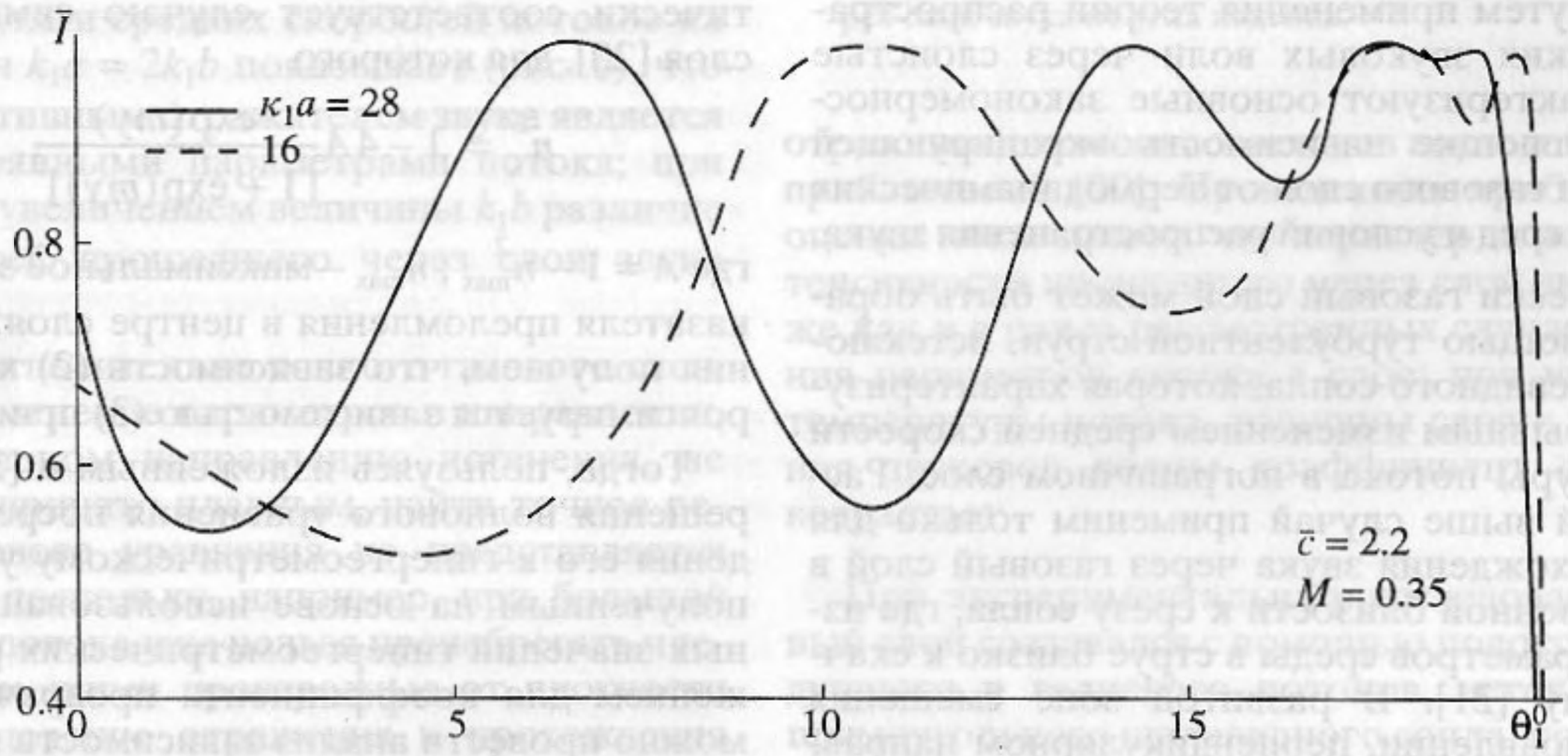

Рис. 3. Зависимость интенсивности прошедшего через слой звука от угла падения.

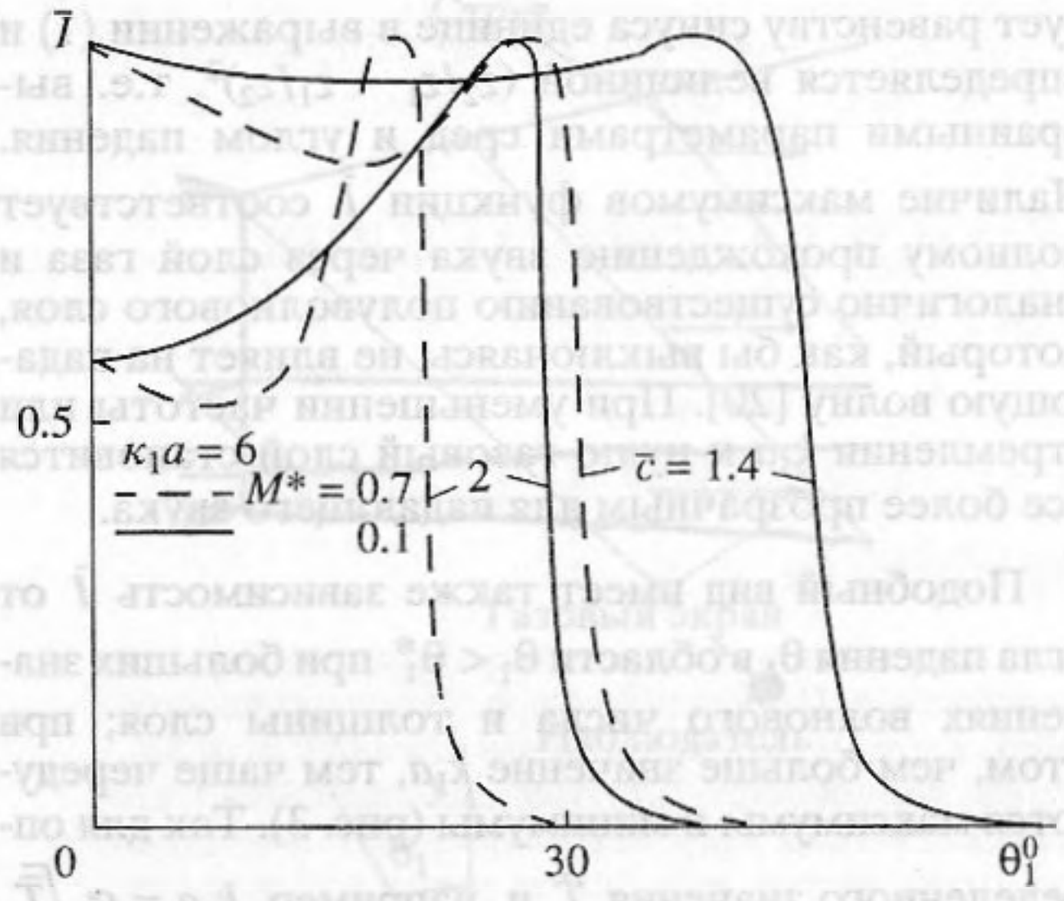

Рис. 4. Зависимость интенсивности прошедшего через слой звука от угла падения.

дем число $M^* = U/c_1$. При увеличении температуры и скорости слоя уменьшаются угол полного отражения на границе сред 1 и 2, коэффициент прохождения при малых углах падения и общая величина интенсивности прошедшего через слой звука. Причем, чем больше температура слоя, тем меньше становится влияние скорости его движения на указанные характеристики. Отмеченное обстоятельство практически означает, что при большой температуре газового слоя для обеспечения высокой эффективности отражения звука не обязательно иметь большую скорость его движения.

В реальных условиях параметры движущейся среды на границе раздела с окружающей средой изменяются непрерывно, а не скачкообразно, и вследствие этого условия отражения и прохождения звука отличны от рассмотренных выше. В то же время, представленные выше результаты, полученные путем применения теории распространения плоских звуковых волн через слоистые среды, характеризуют основные закономерности, определяющие зависимость экранирующей способности газового слоя от термодинамических параметров сред и условий распространения звука.

Практически газовый слой может быть образован с помощью турбулентной струи, истекающей из щелевидного сопла, которая характеризуется непрерывным изменением средней скорости и температуры потока в пограничном слое. Рассмотренный выше случай применим только для оценки прохождения звука через газовый слой в непосредственной близости к срезу сопла, где изменение параметров среды в струе близко к скачкообразному [21]. В развитой зоне смешения струи в направлении, перпендикулярном направлению истечения, параметры изменяются более заметно, чем в осевом направлении, при этом максимальные значения скорость и температура потока принимают на оси струи. Рассмотрим распространение звука через движущуюся слоистонеоднородную среду, свойства которой непрерывно изменяются в направлении, перпендикулярном направлению истечения. В общем виде распространение акустических возмущений в потоке со значительными изменениями средней скорости и температуры описывается с помощью конвективного волнового уравнения, учитывающего эффекты взаимодействия звука с потоком. Если допустить, что поток плоскопараллельный, а его параметры незначительно изменяются на длине волны в направлении, перпендикулярном направлению течения, $k_1 a \gg 1$, то это уравнение существенно упрощается и становится подобным уравнению распространения звука в движущейся однородной среде [3, 22]. Решение уравнения для случая дозвукового потока, характеризующее распространение акустических возмущений в направлении, перпендикулярном направлению течения, аналогично рассмотренному в [20] решению волнового уравнения, описывающего распространение звука в неподвижной неоднородной среде.

В слое смешения турбулентной струи, образующей газовый слой, показатель преломления (2) определяется распределениями скорости и температуры потока (или концентрации газа), которые могут быть в соответствии с [21] представлены как $U = U_{\max}\exp(-\eta^2/2)$; $T_2 = T_1 + (T_{\max} - T_1)\exp(-\eta^2/4)$; $\eta = y/b$, где b – полуширина зоны смешения струи. При рассматриваемом плавном изменении параметров потока в слое справедливо использованное в [20] предположение о малости в волновом уравнении членов, содержащих производные от плотности по пространственным координатам, по сравнению с k_2^2, по крайней мере, для диапазона $\bar{c} \le 2$, $k_1 b > 4\bar{c}$ и представляющей практический интерес области звуковых частот. Изменение квадрата показателя преломления в слое смешения практически соответствует случаю симметричного слоя [20], для которого

$$n^2 = 1 - 4A\frac{\exp(my)}{[1 + \exp(my)]^2}, \qquad (3)$$

где $A = 1 - n_{\max}^2$; $n_{\max}$ – максимальное значение показателя преломления в центре слоя. Из сравнения получаем, что зависимость (2) хорошо аппроксимируется зависимостью (3) при $m = \pi/3b$.

Тогда, пользуясь изложенным в [20] методом решения волнового уравнения посредством сведения его к гипергеометрическому уравнению и полученным на основе использования предельных значений гипергеометрических рядов выражением для коэффициента прозрачности слоя, можно провести анализ зависимости интенсивности прошедшего через слой звука от геометрических и термодинамических параметров потока.

Так, после алгебраических преобразований интенсивность звука за слоем при $4AS^2 > 1$, где $S = 2k_1/m$, или $k_1b > \pi(1 - n_{\max}^2)^{-1/2}/5$ представляется как

$$\bar{I} = \left\{1 + \left[\frac{\operatorname{ch}\pi d_1}{\operatorname{sh}\pi S\cos\theta_1}\right]^2\right\}^{-1/2}$$

и при $4AS^2 < I$ или $k_1b < \pi(1 - n_{\max}^2)^{-1/2}/5$

$$\bar{I} = \left\{1 + \left[\frac{\cos\pi d_2}{\operatorname{sh}(\pi S\cos\theta_1)}\right]^2\right\}^{-1/2}$$

где d_2 и d_1 – вещественная часть и коэффициент при мнимой части выражения $(1 - 4AS^2)^{1/2}/2$, соответственно.

Отражающие свойства газового слоя определяются условием падения звуковой волны, т.е. углом θ_1, величиной произведения k_1b и максимальным значением показателя преломления $n_{\max}$, являющегося функцией параметров $\bar{c}$, M и θ_1.

При большом значении S или k_1 в случае $\sin\theta_1 > n_{\max}$ интенсивность прошедшего звука стремится к нулю (рис. 5), что соответствует полному отражению звука. Это означает, что луч, соответствующий падающей волне, постепенно заворачиваясь вследствие эффекта рефракции, возвращается обратно в среду 1. В этом случае условие полного отражения звука такое же, как и при ранее рассмотренном скачкообразном изменении парамеров потока. При $\sin\theta_1 < n_{\max}$ и увеличении k_1 значение отношения I_3/I_1 стремится к единице, что означает прохождение луча в среду 3.

Сравнение интенсивностей звука, прошедшего через слой с постоянными параметрами и слой с плавным изменением параметров, при равенстве скоростей звука и средних скоростей потоков на оси и условии $k_1a = 2k_1b$ показывает (рис. 6), что более эффективным отражателем звука является слой с постоянными параметрами потока; при $\sin\theta_1 \gg n_{\max}$ с увеличением величины k_1b различие интенсивностей прошедшего через слои звука уменьшается.

В случае относительно тонкого газового слоя, в котором изменение параметров в направлении, перпендикулярном направлению истечения, не может быть принято плавным, найти точное решение волнового уравнения не представляется возможным, поскольку, например, при большой температуре потока уже нельзя пренебрегать членами, включающими производные от плотности среды. Определение отражения и прохождения звука через газовый слой в этом случае основано на решении уравнения Риккати для коэффициента

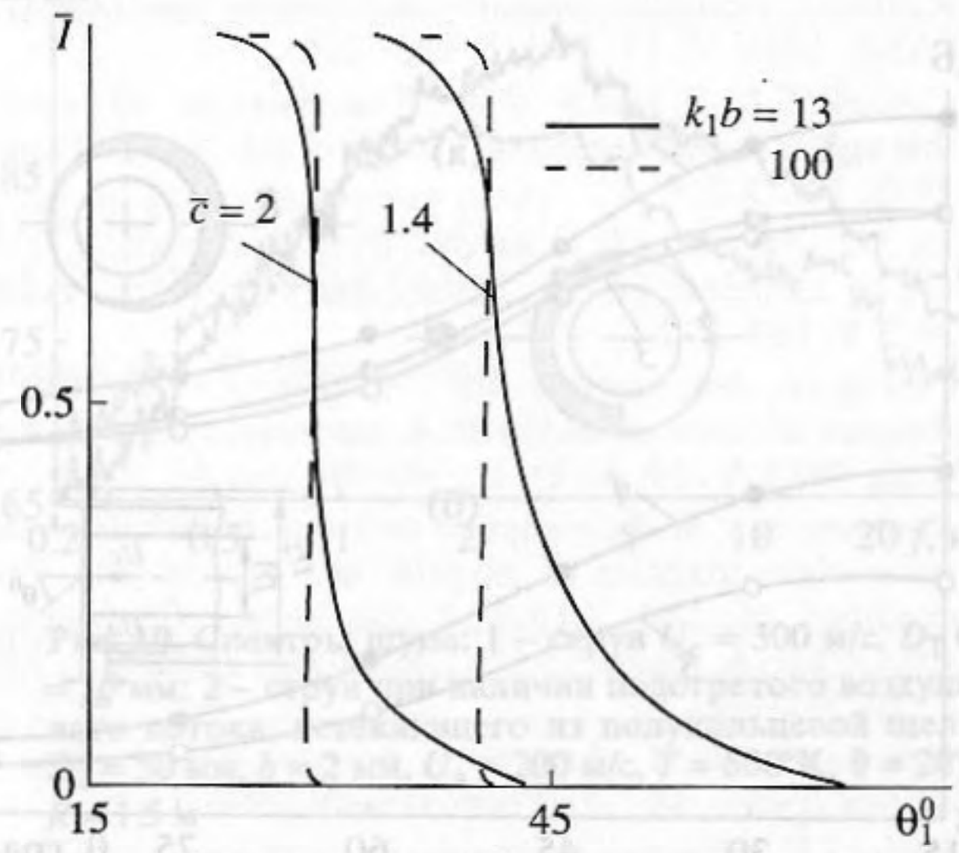

Рис. 5. Зависимость интенсивности прошедшего через слой звука от угла падения.

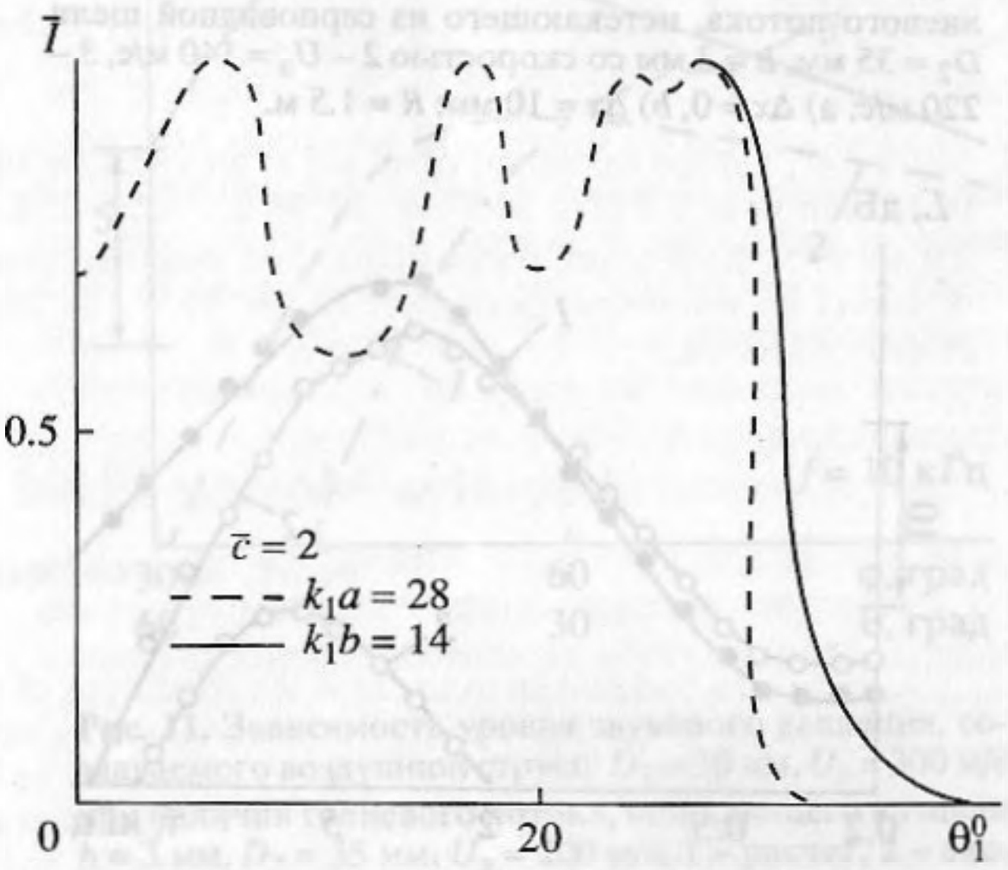

Рис. 6. Зависимость интенсивности прошедшего через слой звука от угла падения.

отражения с помощью методов последовательных приближений [20]. Проведенные приближенные оценки показывают, что характер изменения интенсивности прошедшего через слой звука такой же как и в ранее рассмотренных случаях изменения параметров потока в слое: при увеличении температуры потока, толщины слоя и угла падения звуковой волны коэффициент отражения возрастает.

При экспериментальных исследованиях газовый слой создавался с помощью подогретого воздушного и гелиевого потоков, истекающих из прямоугольного щелевидного сопла, полукольцевой или серповидной щелей. При определении эффективности неизотермического воздушного

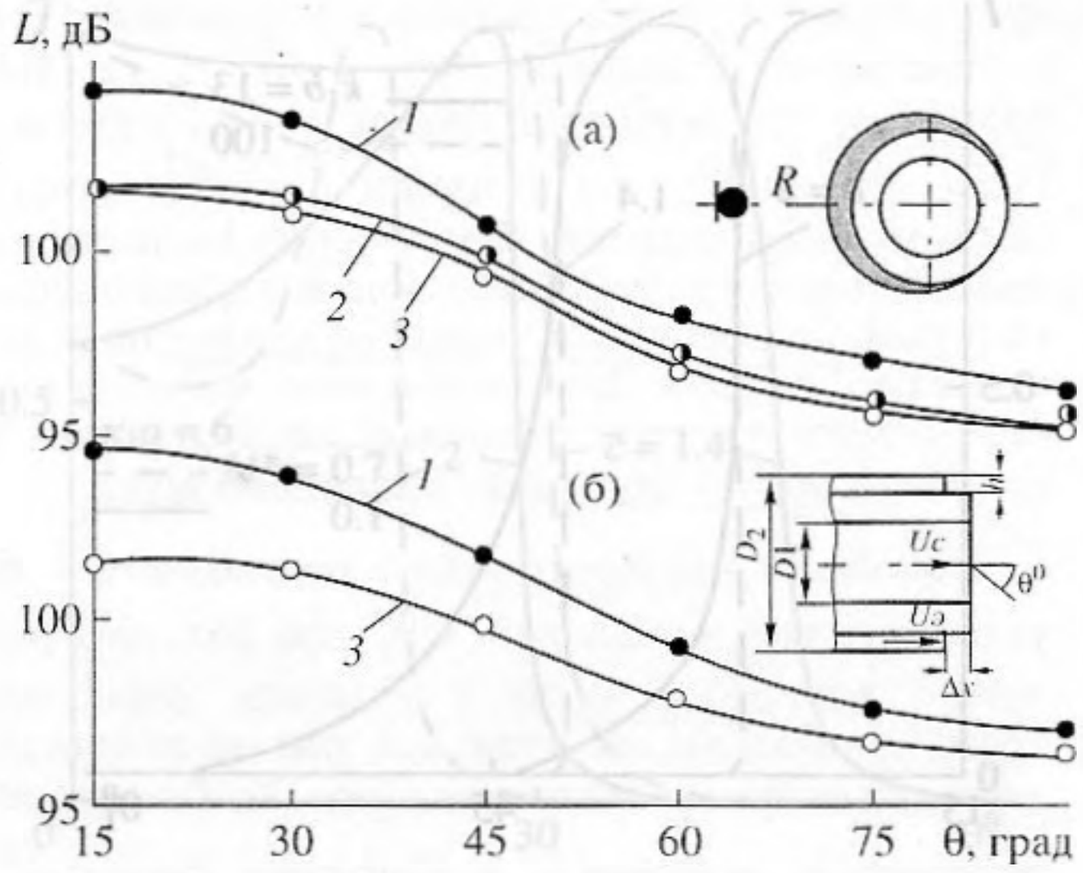

Рис. 7. Характеристика направленности шума: *1* – струи U_c = 300 м/с, D_1 = 15 мм, струи при наличии гелиевого потока, истекающего из серповидной щели D_2 = 35 мм, h = 3 мм со скоростью *2* – $U_э$ = 140 м/с, *3* – 220 м/с; а) $\Delta x = 0$, *b*) Δx = 10 мм; R = 1.5 м.

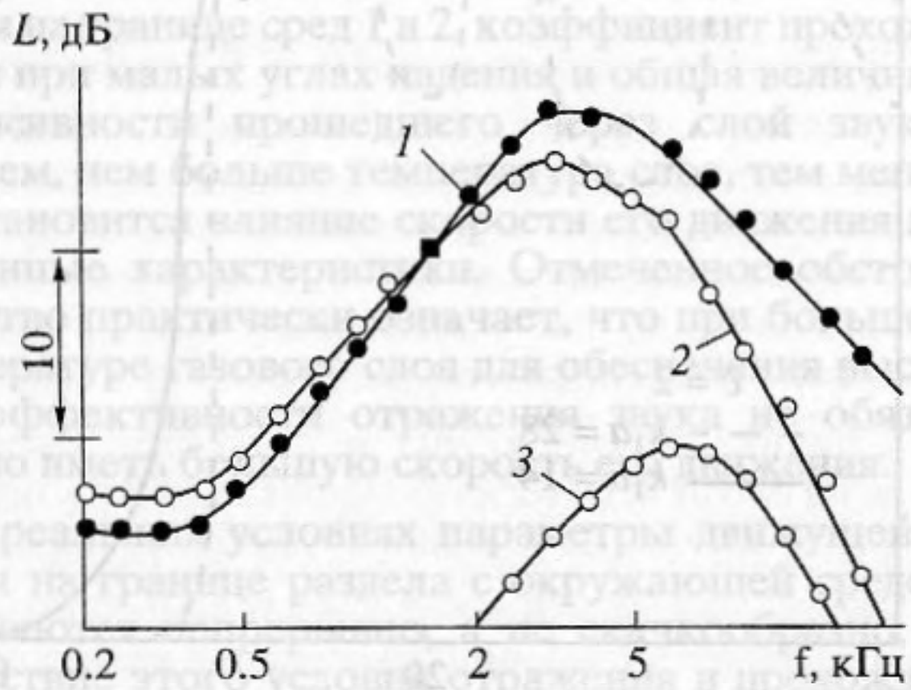

Рис. 8. Спектры шума: *1* – струи U_c = 300 м/с, D_1 = = 15 мм; *2* – струи при наличии гелиевого потока, истекающего из серповидной щели, D_2 = 35 мм, h = 3 мм, $U_э$ = 220 м/с; *3* – гелиевого потока; $\Delta x = 0$, $\theta = 30°$, R = = 1.5 м.

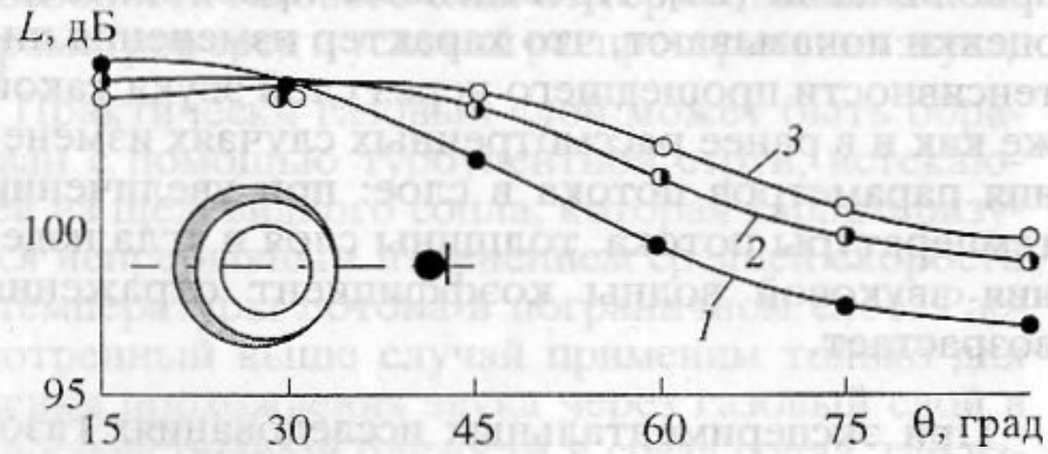

Рис. 9. Характеристика направленности шума: *1* – струи U_c = 300 м/с, D_1 = 15 мм; струи при наличии гелиевого потока, истекающего из серповидной щели D_2 = 35 мм, h = 3 мм со скоростью *2* – $U_э$ = 140 м/с, *3* – 220 м/с; Δx = 10 мм, R = 1.5 м.

экрана характеристики звукового поля регистрировались на самописце Брюль и Къер 2305, сигнал на который поступал с микрофонов 4133 через катодный повторитель и анализатор 2107. При измерениях эффективности гелиевого экрана использовалась многоточечная измерительная система с записью на многоканальный магнитофон. Анализ звука осуществлялся в третьоктавных полосах частот в диапазоне f = 0.2–40 кГц с помощью блока фильтров 1612.

Влияние гелиевого потока, истекающего из серповидной щели, на звуковое поле воздушной струи исследовалось при различных положениях щели относительно воздушной струи. При истечении гелиевого потока между воздушной струей и микрофоном наблюдается снижение уровней шума струи, особенно заметное на малых углах наблюдения (θ = 15° … 30°), т.е. в области наиболее интенсивного акустического излучения струи (рис. 7). Максимальное снижение уровней шума струи отмечается в области высоких частот и составляет величину 10–12 дБ (рис. 8). Уровни шума гелиевого потока, истекающего из серповидной щели, при этом существенно ниже уровней шума воздушной струи и поэтому не оказывают на их изменение существенного влияния.

Если гелиевый поток и микрофон находятся с разных сторон от воздушной струи, то при углах θ > 30° (рис. 9) наблюдается увеличение уровней шума струи по сравнению со случаем свободного истечения, особенно заметное в области высоких частот. Итак, уменьшение уровней шума за гелиевым слоем сопровождается увеличением уровней шума с противоположной стороны от воздушной струи; суммарная акустическая мощность струи при этом несколько уменьшается.

При истечении неизотермического воздушного потока из полукольцевого сопла, выполненного в виде полукольцевой щели, наибольшее снижение уровней шума воздушной струи так же, как и в случае применения гелиевого потока, отмечается при небольших углах наблюдения θ = 15° … 45°. Максимальное снижение уровней шума воздушной струи составляет 7 … 8 дБ в области высоких частот (рис. 10). Увеличение температуры, скорости истечения воздушного потока и толщины щелей приводит к возрастанию эффекта акустического экранирования.

Таким образом, установлено, что с помощью движущегося газового слоя можно перераспределять в пространстве шум струйных источников. При увеличении различия импедансов окружающей среды и газового слоя за счет изменения температуры и скорости потока или применения инородного газа эффект экранирования шума проявляется более заметно.

Оценка влияния газового экрана, образующегося, например, при истечении гелиевой струи из щелевидного сопла, на звуковое поле воздушной струи, возможна при введении ряда упрощающих предположений. Структура течения в гелиевой струе и изменение показателя преломления могут быть определены в соответствии с данными, приведенными в работе [21]. При акустическом расчете расширяющийся газовый слой был разбит на ряд участков конечной протяженности, в которых течение считалось плоскопараллельным, а параметры потока принимались равными параметрам в середине каждого участка. Кроме того, было принято, что плоские звуковые волны падают на каждый участок такого экрана при одинаковых условиях.

Определив в соответствии с приведенными выше соотношениями ослабление интенсивности звука при различных частотах и углах падения, можно оценить изменение пространственного распределения шума и провести сравнение с данными экспериментальных исследований экранирования шума воздушной струи за счет применения гелиевого экрана. При этом следует отметить, что отличие от принятых при расчете допущений относительно условий излучения звука, в реальной воздушной струе по мере перемещения от среза сопла изменяется частотный состав излучаемого шума и характеристика его направленности [23]. Поэтому, естественно, различными будут и условия падения звука на различные участки газового экрана. Кроме того, газовый экран находится в ближнем акустическом поле основной струи, и от движущегося воздушного потока может вторично отражаться звук; в поле турбулентного гелиево-воздушного потока могут наблюдаться также эффекты рассеяния звука.

Вычисленное (кривая *1*) и полученное экспериментально (кривая *2*) распределения в пространстве шума воздушной струи с гелиевым экраном подобны между собой: с уменьшением угла θ между направлением истечения и направлением от сопла на точку наблюдения возрастает снижение уровней шума L воздушной струи (кривая *3*) (рис. 11). Это объясняется возрастанием экранирующей способности газового слоя при увеличении угла падения θ_1 звуковых волн.

Таким образом, движущийся слой газа существенно ослабляет прохождение звуковых волн, углы падения которых больше критического угла падения волны на границу раздела движущейся и неподвижной сред. Газовый экран является весьма эффективным средством снижения шума турбулентной струи; наибольшее снижение уровней шума наблюдается в направлениях, составляющих небольшой острый угол с направлением истечения (или большой угол падения на слой газа,

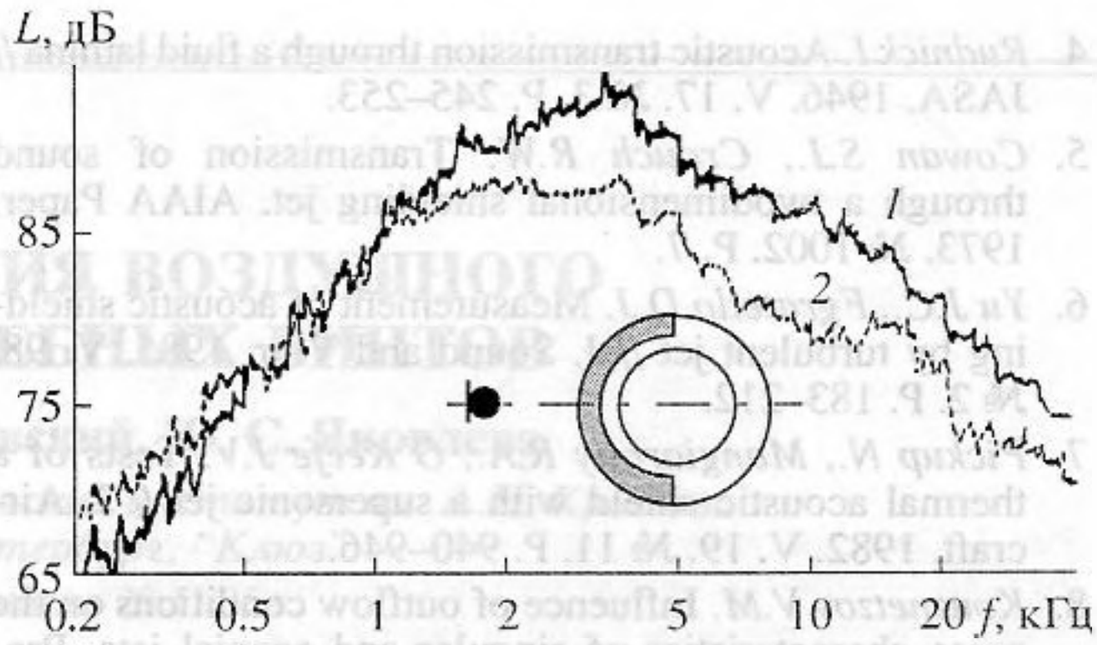

Рис. 10. Спектры шума: 1 – струи U_c = 300 м/с, D_1 = = 15 мм; 2 – струи при наличии подогретого воздушного потока, истекающего из полукольцевой щели D_2 = 50 мм, h = 2 мм, $U_э$ = 200 м/с, T = 600°K; θ = 20°, R = 1.5 м

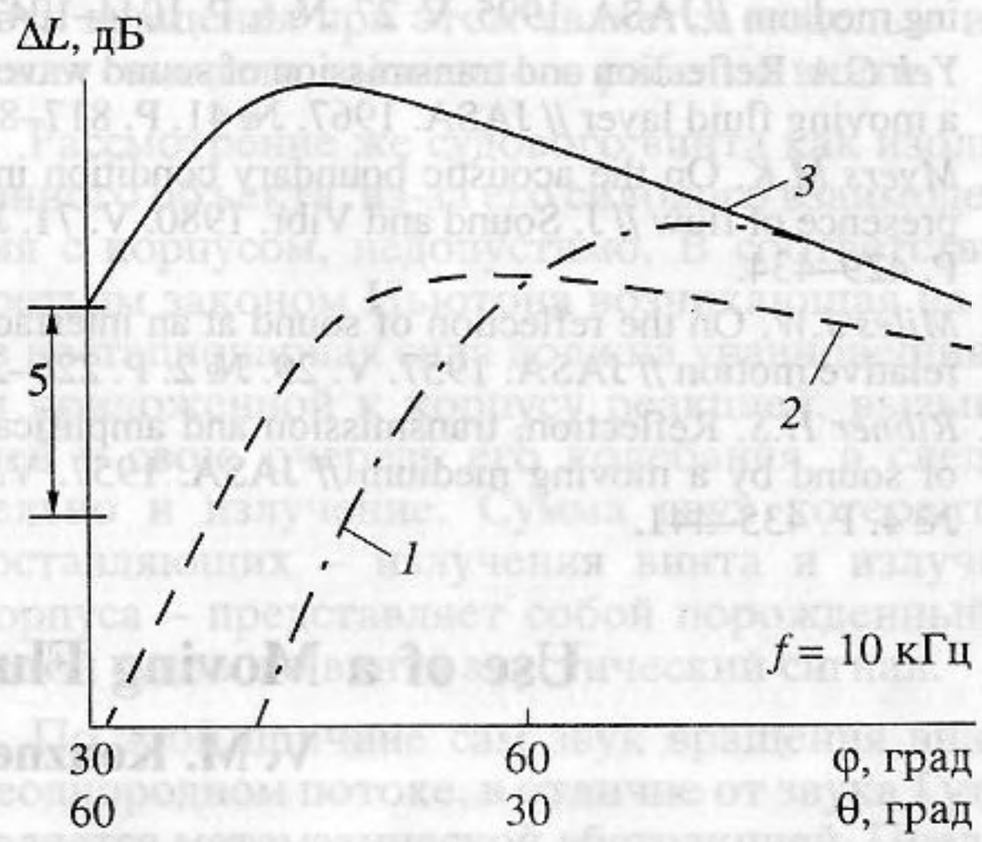

Рис. 11. Зависимость уровня звукового давления, создаваемого воздушной струей: D_1 = 30 мм, U_c = 300 м/с при наличии гелиевого потока, истекающего из щели h = 3 мм, D_2 = 35 мм, $U_э$ = 200 м/с; 1 – расчет, 2 – эксперимент, 3 – воздушная струя без гелиевого слоя.

движущегося параллельно основному потоку), т.е. в направлениях наиболее интенсивного излучения струи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kouznetsov V.M., Munin A.G.* Investigations on aviation acoustics in Russia. CEAS/AIAA Paper – 95 – 003, Plenary Report on 16th AIAA Aeroacoustics Conference, Münich, Germany, 1995. P. 1–15.
2. *Morse P.M., Ingard K.U.* Theoretical acoustics. New York. McGraw-Hill Book company Inc., 1968, XIX. P. 927.
3. *Мунин А.Г., Кузнецов В.М., Леонтьев Е.А.* Аэродинамические источники шума. М.: Машиностроение, 1981. С. 248.

4. *Rudnick I.* Acoustic transmission through a fluid lamina // JASA. 1946. V. 17. № 3. P. 245–253.
5. *Cowan S.J., Crouch R.W.* Transmission of sound through a twodimensional shielding jet. AIAA Paper, 1973. № 1002. P. 7.
6. *Yu J.C., Fgratello D.J.* Measurement of acoustic shielding by turbulent jet // J. Sound and Vibr. 1985. V. 98. № 2. P. 183–212.
7. *Pickup N., Mangiarotty R.A., O'Keefe J.V.* Tests of a thermal acoustic shield with a supersonic jet // J. Aircraft. 1982. V. 19. № 11. P. 940–946.
8. *Kouznetzov V.M.* Influence of outflow conditions on the noise characteristics of singular and coaxial jets. Proceedings of 16th AIAA Aeroacoustics Conference, CEAS/AIAA Paper-95-147, Münich, Germany, 1995, P. 1023–1030.
9. *Блохинцев Д.И.* Акустика неоднородной движущейся среды. М.; Л.: Гостехиздат, 1946.
10. *Keller J.B.* Reflection and transmission of sound by a moving medium // JASA. 1995. V. 27. № 6. P. 1044–1047.
11. *Yeh C.A.* Reflection and transmission of sound waves by a moving fluid layer // JASA. 1967. № 41. P. 817–821.
12. *Myers M.K.* On the acoustic boundary condition in the presence of flow // J. Sound and Vibr. 1980. V. 71. № 3. P. 429–434.
13. *Miles J.W.* On the reflection of sound at an interface of relative motion // JASA. 1957. V. 29. № 2. P. 226–228.
14. *Ribner H.S.* Reflection, transmission and amplification of sound by a moving medium // JASA. 1957. V. 29. № 4. P. 435–441.
15. *Graham E.W., Graham B.B.* Effect of a shear layer on plane waves of sound in a fluid // JASA. 1969. V. 46. № 1. P. 169–175.
16. *Yeh C.* A further note on the ferlection and transmission of sound waves by a moving fluid layer // JASA. 1968. V. 43. № 6. P. 1454–1455.
17. *Лямшев Л.М.* К теории распространения звуковых волн в движущейся слоисто-неоднородной среде // Акуст. журн. 1982. Т. XXVIII. № 3. С. 367–374.
18. *Wilkinson J.E., Lu H.Y., Seiner J.M.* The noise shielding effects of multiple jets. Proceedings of 16th AIAA Aeroacoustics Conference, CEAS/AIAA Paper-95-068, Münich, Germany, 1995. P. 519–524.
19. *Khavaran A.* Refraction and shielding of noise in non – axisymmetric jets. 2nd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA Paper–96–1780, State College, USA, 1996. P. 13.
20. *Бреховских Л.М.* Волны в слоистых средах. М.: Изд. АН СССР, 1957. С. 502.
21. *Абрамович Г.Н.* Теория турбурентных струй. М.: Физматиздат, 1960. С. 716.
22. *Голдстейн М.Е.* Аэроакустика. М.: Машиностроение, 1981. С. 294.
23. *Kouznetsov V.M.* Experimental investigations and efficiency prediction of jet noise reduction techniques. DGLR/AIAA-92-02-128 Paper, Proceedings of 14th AIAA Aeroacoustics Conference, Aachen, Germany, 1992. P. 761–766.

Use of a Moving Fluid Layer to Shield Jet Noise

V. M. Kouznetsov and A. A. Potokin

A study was undertaken to see how the conditions of sound wave incidence on a fluid layer and the temperature and velocity of the fluid can affect the intensity of sound passing through that layer. Results of experimental studies are presented on the shielding of jet noise sources by a fluid layer formed as helium and hot air streams issue from a semiannular and crescent slot. It is found that a fluid shield would be very efficient in reducing the noise of a turbulent flow, especially at high frequencies and at observation angles corresponding to the most intensive acoustic emission of the jet.