

ВОЗБУЖДЕНИЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ И АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В ДОЗВУКОВЫХ СТРУЙНЫХ И ОТРЫВНЫХ ТЕЧЕНИЯХ

А.С. Гиневский, П.С. Ланда

Дан обзор явлений, происходящих в дозвуковых струйных и отрывных течениях. Рассмотрены как свободные струи, так и струи, взаимодействующие с разного рода препятствиями, например, с плоским экраном, полостью и акустическим резонатором (аэродинамические трубы с открытой рабочей частью). Приводятся данные экспериментов по обтеканию неподвижного цилиндра и цилиндра, совершающего периодические колебания поперек потока. Изложение и осмысление всех результатов производится с точки зрения теории колебаний и волн.

Введение

Струя жидкости или газа представляет собой интереснейший и мало изученный с точки зрения теории волн объект. Течение жидкости в струе почти никогда не бывает ламинарным. В силу неустойчивости Кельвина - Гельмгольца [1] в пограничном слое струи возбуждаются и усиливаются гидродинамические волны, амплитуда которых экспоненциально убывает вне пограничного слоя. Последнее обстоятельство позволяет отнести гидродинамические волны к категории поверхностных волн. Гидродинамические волны могут распространяться только вниз по потоку со скоростью порядка скорости струи. Отличительной особенностью гидродинамических волн является их случайный характер. Однако на фоне этой случайности имеются сравнительно регулярные крупномасштабные образования - вихри, называемые когерентными структурами.

Взаимодействуя с каким-либо препятствием или неоднородностью, гидродинамические волны порождают акустические возмущения, распространяющиеся вверх по потоку. В свою очередь, при встрече с препятствием или неоднородностью акустические возмущения порождают гидродинамические и т.д. Так, при наличии препятствия или неоднородности возникает обратная связь, которая может привести к возбуждению автоколебаний.

Основную роль в образовании когерентных структур играют нелинейные эффекты. Как будет показано ниже, в струйных течениях возникает нелинейная обратная связь, приводящая в некотором диапазоне частот к увеличению коэффициента усиления гидродинамических волн с ростом их амплитуды. Это должно вызывать быстрый рост амплитуды возмущений вниз по потоку.

Весьма интересным проявлением нелинейных эффектов является возможность существенного уменьшения или увеличения коэффициента усиления гидродинамических волн с помощью слабого акустического воздействия на той или иной частоте. Эти эффекты похожи на асинхронное подавление и возбуждение автоколебаний [2], но имеют другую природу.

1. Начальный участок свободной струи

Вытекая из сопла, струя жидкости¹ всегда значительно расширяется (рис.1). Это связано с наличием вязкости, благодаря которой соседние слои жидкости вовлекаются в движение. При этом существенно изменяется профиль средней скорости течения. Если на выходе из сопла профиль средней скорости является близким к прямоугольному, то дальше он становится колоколообразным. Слой жидкости, в котором средняя скорость существенно изменяется, называется

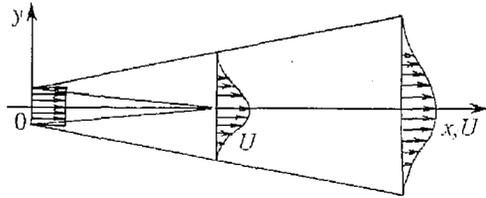


Рис. 1. Схема свободной струи, демонстрирующая деформацию профиля средней скорости и упрочнение пограничного слоя

пограничным слоем или слоем смещения. Интересно, что когерентные структуры, о которых говорилось выше, образуются именно в этом слое. Как видно из рис.1, ширина пограничного слоя по мере удаления от сопла растет приблизительно линейно с расстоянием. На некотором расстоянии от сопла $x=x_{in}$ толщина внутренней части пограничного слоя Δ_1 становится равной половине толщины струи, после чего образуется сплошной пограничный слой. Участок струи при $x \leq x_{in}$ называется начальным участком. Ниже мы будем рассматривать процессы развития турбулентности и когерентных структур именно на этом участке.

Как уже говорилось, ламинарное течение жидкости в струе почти всегда является неустойчивым к малым гидродинамическим возмущениям. Можно показать, что эта неустойчивость является конвективной. Так как в свободных струях возникающие гидродинамические волны малой амплитуды не взаимодействуют с акустическими, то глобальная обратная связь в линейном приближении отсутствует, что приводит к тому, что данная система не может быть самовозбуждающейся. Однако из-за сильной неустойчивости она является усилителем с достаточно большим коэффициентом пространственного усиления. Вследствие этого всегда имеющиеся вблизи сопла, из которого вытекает струя, малые возмущения скорости или давления значительно усиливаются и приводят к образованию турбулентности и генерации аэродинамического шума. Если вблизи среза сопла подать акустическое возмущение на некоторой частоте f_s , то в определенном диапазоне частот оно превращается в усиливающуюся гидродинамическую волну. Об этом свидетельствуют эксперименты, проведенные в работах [3,4] и представленные на рис.2, а и б. Из данных эксперимента, представленных на рис. 2, а, следует, что для очень малых ϵ_{us} , для которых усиление можно полагать линейным, коэффициент усиления монотонно растет с увеличением числа Струхала $St_s = f_s D / U_0$, где D - диаметр сопла, U_0 - средняя скорость на оси струи. Этот рост продолжается, по крайней мере, до $St_s = 0.5$. При увеличении ϵ_{us} начинает проявлять себя нелинейное насыщение тем более заметно, чем больше число Струхала. В результате оказывается, что для достаточно больших значений ϵ_{us} величина ϵ_u растет при увеличении числа Струхала от 0.15 до 0.3 и уменьшается при дальнейшем увеличении числа Струхала. Акустическое возмущение на частоте, соответствующей числу Струхала 0.3, является предпочтительным в том смысле, что оно за счет комбинации эффектов линейного усиления и нелинейного насыщения имеет наибольшую амплитуду. Из рис. 2,б видно, что коэффициент усиления гидродинамической волны немонотонно зависит от расстояния от среза сопла, достигая максимума при $x/d = (0.75 \div 1.25) / St_s$.

¹ Мы будем для краткости говорить о струе жидкости, хотя все сказанное будет относиться и к газовой струе.

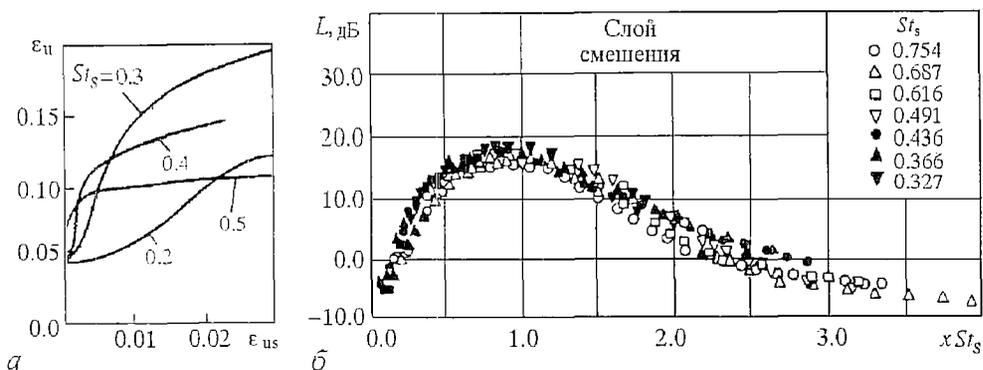


Рис. 2. Зависимость интенсивности пульсаций на оси струи $\epsilon_u = (\langle u'^2 \rangle)^{1/2} / U_0$ от интенсивности акустических пульсаций скорости $\epsilon_{us} = (\langle u_s'^2 \rangle)^{1/2} / U_0$ на срезе сопла [3] при относительном расстоянии от сопла $x/d=4$ (а) и распределение пульсаций давления вдоль середины слоя смешения при продольном акустическом облучении [4] (б). Частота звукового воздействия f_s указана в безразмерных единицах $St_s = f_s d / U_0$, где d - диаметр сопла, U_0 - средняя скорость течения вблизи сопла. Такая безразмерная частота называется числом Струхала

Вследствие того, что струя, по-видимому, не является автоколебательной системой с небольшим числом степеней свободы, для количественного описания происходящих в ней хаотических процессов нельзя использовать известные из нелинейной динамики характеристики, пригодные для маломерных систем, например, различного рода размерности [5]. В этом случае, по-видимому, наиболее адекватным является предложенное Ю.Л. Климонтовичем [6] использование энтропии Больцмана, нормированной на единицу энергии. Алгоритм расчета этой энтропии по экспериментальным данным описан в [6]². Нормированная энтропия показывает относительную степень упорядоченности движения, изменяющуюся при изменении какого-либо параметра, например, расстояния от сопла для струи.

Для расчета энтропии по алгоритму Ю.Л. Климонтовича [7]³ были использованы данные, полученные в результате экспериментов, проведенных под руководством Е.В. Власова и А.С. Гиневского. Для дальнейшей обработки осциллограммы пульсаций скорости были оцифрованы таким образом, чтобы каждый «период» пульсаций описывался не менее чем 10 дискретными значениями. Длина реализаций для каждого значения x составляла не менее 10^4 периодов. Вычисленные М.Г. Розенблюмом на основе подобных реализаций значения нормированной энтропии S на оси струи в зависимости от относительного расстояния от кромки сопла показаны на рис. 3. Оказалось, что при удалении от сопла нормированная энтропия в пределах начального участка уменьшается, что свидетельствует об усилении степени упорядоченности движения.

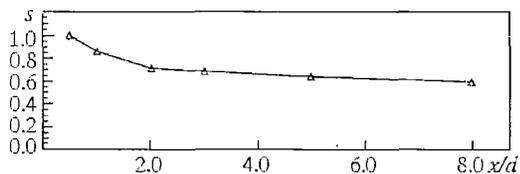


Рис. 3. Зависимость нормированной энтропии S на оси струи от относительного расстояния от кромки сопла x/d

В заключение заметим, что, кроме расчета энтропии, на основе полученных реализаций пульсаций скорости была предпринята также попытка вычислить корреляционную размерность аттрактора в сконструированном по алгоритму Такенса [5] фазовом пространстве. При использовании стандартной процедуры было получено конечное значение размерности, примерно равное 3 и слабо

² Вопрос справедливости этого алгоритма обсуждается в послесловии П.С. Ланды к статье Ю.Л. Климонтовича «Что же такое турбулентность?».

³ Другого алгоритма мы пока не знаем.

зависящее от расстояния до сопла. Однако, применив метод конструирования фазового пространства на основе хорошо приспособленного базиса [8] и произведя изменение масштабов по отдельным осям этого базиса так, чтобы проекции аттрактора на все оси имели примерно одинаковую величину, было получено, что вычисляемая размерность монотонно растет с ростом размерности пространства вложения. Это свидетельствует о том, что размерность является, по крайней мере, достаточно большой. Последнее косвенно подтверждает высказанную выше гипотезу о том, что возникающая в струе турбулентность не является автоколебаниями, а представляет собой результат усиления флуктуаций⁴. В случае справедливости этой гипотезы размерность должна быть практически бесконечной.

Возникновение когерентных структур - сгустков завихренности - обусловлено, как уже говорилось, неустойчивостью Кельвина - Гельмгольца, но их формирование связано с нелинейными процессами. Так как линейная часть коэффициента усиления в свободных струях достаточно велика, то нелинейные эффекты должны играть очень существенную роль. На нелинейной стадии развития возмущений в слое смещения происходит ряд последовательных парных слияний крупномасштабных вихревых структур. После каждого слияния расстояние между вихрями увеличивается вдвое и приблизительно вдвое утолщается слой смещения начального участка струи.

Несмотря на общепринятые представления о решающей роли нелинейности для объяснения процессов турбулентного смещения в свободных струях существует ряд работ, в которых эта задача рассматривалась, исходя из линейных уравнений Эйлера. Обзор этих работ дан в [9]. В указанных работах задавался профиль средней скорости с конечной толщиной пограничного слоя. В работе [10] численно было получено, что частота в спектре пульсаций скорости, соответствующая максимальному коэффициенту пространственного усиления, уменьшается при увеличении толщины пограничного слоя. В результате оказалось, что число Струхала, соответствующее максимуму в спектре пульсаций вблизи среза сопла и определенное по толщине потери импульса θ , равно $St_\theta = f_0 \theta_0 / U_0 = 0.017$, где индекс «0» соответствует параметрам течения в начальном сечении струи, f_0 - частота, соответствующая максимуму спектра, U_0 - средняя скорость истечения. В конце начального участка струи, где смыкаются пограничные слои, в качестве характерного размера принимают диаметр сопла d (для круглой струи) и число Струхала определяют по этому параметру. При этом согласно [10] в конце начального участка оно оказывается равным $St_d = f_m d / U_0 = (0.2 \div 0.4)$, где f_m - частота, соответствующая максимуму спектра пульсаций скорости. Исходя из крайних значений St_θ и St_d в начале и конце начального участка и полагая $d/\theta_0 \approx 200$, получаем, что частота f уменьшается в $8.5 \div 17$ раз. Эти данные полностью соответствуют результатам многочисленных экспериментов. Так как в пределах начального участка круглой струи в зависимости от начальных условий истечения наблюдается 3 - 4 парных слияний кольцевых вихрей [11], то из указанного уменьшения частоты большинство исследователей делает вывод, что причиной этого уменьшения является как раз слияние вихрей, при котором частота их следования уменьшается вдвое [12]. Заметим, правда, что этот вывод противоречит результатам экспериментов, согласно которым в обычных условиях уменьшение частоты происходит не скачкообразно, а плавно (рис. 4 [13]). Для устранения этого противоречия авторы работ, придерживающиеся указанной точки зрения, говорят о статистическом разбросе мест спаривания [12], или об их «пространственном дрожании» [14]. Однако объяснения причин этого разброса или «дрожания» в цитированных работах не дается.

⁴ Ланда П.С. Гипотеза о флуктуационном происхождении турбулентности в параллельных незамкнутых течениях // Академия естественных наук: Ассоциация авторов научных открытий. Москва, 1994, № 1 А-008.

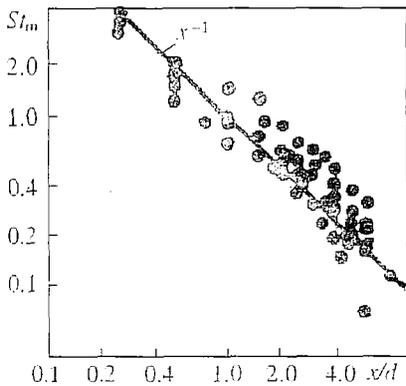


Рис. 4. Зависимость числа Струхала St_m , соответствующего максимуму спектра возмущений, от относительного расстояния от сопла x/d [13]

низкочастотными пульсациями скорости, частота которых соответствует $St_d = (0.2 \pm 0.4)$ [11]. Из-за этой акустической волны возникает нелинейная обратная связь. Из физических соображений можно заключить, что обратное влияние крупных вихрей на слой смешения вблизи среза сопла должно иметь резонансный характер и наиболее сильно проявляться для длин гидродинамических волн $\lambda_{hi} = u_{hi}/f_i$ (где f_i - некоторая частота в месте i -го спаривания, u_{hi} - скорость гидродинамической волны), удовлетворяющих условию [11,14-16]

$$x_i/\lambda_{hi} + x_i/\lambda_{ai} = N, \quad (1.1)$$

где x_i - продольная координата i -го спаривания, $\lambda_{ai} = a/f_i$ - длина акустической волны, распространяющейся от места i -го спаривания вихрей навстречу потоку со скоростью a , N - целое число. Условие (1.1) эквивалентно следующему условию:

$$\frac{x_i}{d} St_i = \frac{N}{1 + M_0 u_{hi}/U_0} \frac{u_{hi}}{U_0}, \quad (1.2)$$

где $M_0 = U_0/a$ - число Маха, $St_i = f_i d/U_0$. При малых числах Маха ($M_0 \ll 1$), $u_{hi}/U_0 \approx 0.6$ и $N = 2$ значения St_i в точках $x=x_i$ удовлетворительно ложатся на экспериментальную зависимость $St_m(x/d)$, представленную на рис. 4.

Наличие указанной нелинейной обратной связи в принципе может привести к жесткому возбуждению автоколебаний. Этот вопрос требует специального исследования. В любом случае в сечении струи с координатой x_i коэффициент усиления колебаний с частотой f_i должен быть существенно больше, чем для других частот, что, в свою очередь, должно привести к существенному увеличению амплитуды возмущений на этой частоте в рассматриваемом сечении. Можно предположить, что это увеличение амплитуды как раз и проявляется в эксперименте как явление спаривания вихрей. Согласно такому предположению именно уменьшение частоты, соответствующей максимуму в спектре пульсаций, является причиной наблюдаемого спаривания вихрей в тех сечениях струи, где выполняется условие (1.2), а не наоборот, как это принято многими исследователями (см. выше). Тот факт, что экспериментальная зависимость $St_d(x/d)$ является плавной, а не ступенчатой, подтверждает сделанное предположение.

Самое чувствительное место струи к внешним периодическим, в частности, к акустическим воздействиям - это тонкий слой смешения в непосредственной близости от сопла. Именно на кромке сопла, как и на любом другом препятствии, акустические возмущения преобразуются в вихревые, которые далее усиливаются и взаимодействуют с усиленными гидродинамическими

Обратимся теперь к анализу взаимодействия крупномасштабных когерентных структур в пределах начального участка круглой струи. Отметим, прежде всего, что крупные вихри, образующиеся в результате серии спариваний ближе к концу начального участка струи, обладают повышенной циркуляцией и индуцируют низкочастотные пульсации скорости и давления в слое смешения, благодаря акустической волне, распространяющейся вверх по потоку. Это подтверждается экспериментом, согласно которому вблизи среза сопла высокочастотные пульсации скорости в слое смешения, частота которых соответствует St_θ , модулируются

флуктуациями. При этом сравнительно слабое акустическое воздействие вследствие большого коэффициента усиления оказывает существенное влияние на когерентные структуры, их развитие, спаривание и разрушение. В зависимости от частоты и уровня акустического воздействия происходит либо усиление когерентных структур, сопровождающееся увеличением турбулентных возмущений при $St_s = f_s d / U_0 = (0.3 \div 0.5)$, либо их ослабление при $St_s = (2.0 \div 5.0)$. Оба эффекта имеют место при превышении амплитудой звуковой волны некоторого порогового значения. При низкочастотном воздействии увеличение амплитуды приводит к усилению эффекта, а затем к насыщению, когда дальнейшее увеличение уровня воздействия не влияет на его результат. При высокочастотном воздействии после достижения порогового уровня эффект постепенно усиливается, достигает максимума, а затем с дальнейшим ростом интенсивности результат воздействия меняется на обратный, то есть вместо ослабления вихреобразования происходит его интенсификация [12]. Эти эффекты являются существенно нелинейными, вследствие чего для их анализа требуется решение нелинейной задачи усиления турбулентных возмущений. Тем не менее, исходя из общих позиций теории колебаний, можно высказать некоторые качественные соображения. Низкочастотное воздействие является резонансным для турбулентных возмущений с числом Струхала, близким к St_m , которое соответствует максимуму спектра в конце начального участка. Поэтому оно существенно усиливает эти возмущения. Так как нелинейный коэффициент усиления должен иметь насыщение, то увеличение амплитуды такого воздействия выше некоторого значения не должно существенно изменять поведение системы. Высокочастотное воздействие является асинхронным и может, в зависимости от своей величины, как уменьшать, так и увеличивать коэффициент пространственного усиления возмущений. Если коэффициент усиления в зависимости от амплитуды асинхронного воздействия B изменяется как $k = -k_0(1 - \alpha B^2 + \beta B^4)$, то описанные выше экспериментальные результаты вытекают отсюда с очевидностью. Отметим, что при наличии акустического воздействия вблизи среза сопла характер зависимости числа Струхала, соответствующего максимуму спектра возмущений, от расстояния от сопла существенно изменяется. Вместо плавного он становится ступенчатым с явно выраженными явлениями гистерезиса (рис.5). В местах ступенек число Струхала уменьшается вдвое. Приверженцы той точки зрения, что причиной уменьшения частоты максимума спектра возмущений при увеличении расстояния от сопла является спаривание вихрей, говорят о «локализации» мест спаривания при акустическом облучении [12]. При этом опять же никак не объясняются причины локализации и даже не комментируются гистерезисные явления. Вместе с тем можно предложить другое, достаточно простое, объяснение наблюдаемой зависимости. В связи с тем, что каждое сечение струи представляет собой как бы резонатор с монотонно уменьшающейся при увеличении расстояния от сопла собственной частотой, то возможны последовательные перескоки к субгармоническим резонансам все более высокого порядка. Очевидно, что эти перескоки будут сопровождаться гистерезисом, если в некоторой области

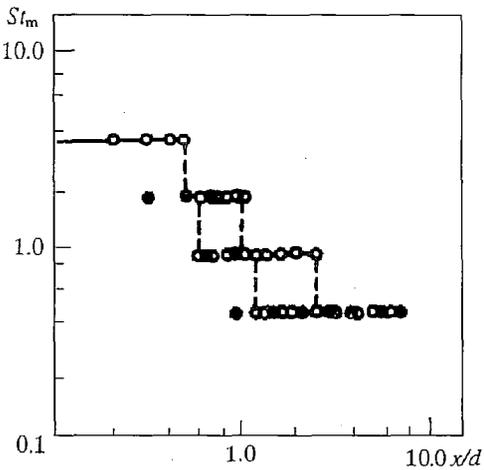


Рис. 5. Зависимость числа Струхала, соответствующего максимуму спектра возмущений, от относительного расстояния от сопла x/d на оси струи (темные кружочки) и в слое смешения (светлые кружочки) при акустическом воздействии на частоте, соответствующей числу Струхала $St_s = 3.54$, $Re = 5 \cdot 10^4$ [17]

x устойчивыми являются два субгармонических режима разных порядков. При переходе к субгармоническому резонансу более высокого порядка частота колебаний должна уменьшаться вдвое, и это естественно может проявляться как спаривание вихрей. Таким образом, и в этом случае можно предположить, что наблюдающееся экспериментально спаривание вихрей является следствием, а не причиной имеющей место деформации спектра возмущений.

Даже линейная теория устойчивости слоя смещения струн, исходящая из уравнений Эйлера, но учитывающая зависимость средней скорости от координат, является весьма сложной. Ниже мы приведем возможное аналитическое решение задачи о неустойчивости слоя смещения струн в линейном приближении. Ради простоты ограничимся рассмотрением плоского случая. Будем считать, что плотность ρ_0 и давление жидкости p_0 в стационарном состоянии не зависят от поперечных координат. Профиль продольной составляющей средней скорости U в пределах начального участка струн зададим в виде

$$U = \frac{U_0}{2} \left(1 - \operatorname{th} \left(q \frac{|y| - h}{\Delta} - r \right) \right), \quad (1.3)$$

где y - поперечная координата, h - половина расстояния между кромками сопла, $\Delta = \Delta_1 + \Delta_2$ - толщина пограничного слоя, зависящая от продольной координаты x и определяемая из условия, что при изменении координаты y на величину Δ скорость U изменяется от значения $0.95U_0$ до $0.05U_0$, Δ_1 - толщина части пограничного слоя, расположенной при $|y| \leq h$, Δ_2 - толщина части пограничного слоя, расположенной при $|y| \geq h$, q и r - некоторые параметры. Значения этих параметров и соотношение между значениями Δ_1 и Δ_2 могут быть определены из следующих соображений. Как следует из закона сохранения импульса, средняя скорость течения должна удовлетворять условию постоянства соответствующей составляющей тензора потока импульса при изменении продольной координаты x . Если считать, что на выходе из сопла профиль средней скорости является равномерным ($\Delta=0$), то это условие принимает вид

$$\int_{-\infty}^{\infty} U^2 dy = \text{Const} = 2U_0^2 h. \quad (1.4)$$

Отсюда получаем уравнение, связывающее параметры q и r

$$\ln \operatorname{ch} \left(q \frac{h}{\Delta} + r \right) - q \frac{h}{\Delta} + r + \ln 2 - \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \operatorname{th} \left(q \frac{h}{\Delta} + r \right) = 0. \quad (1.5)$$

Другие два уравнения находятся из данного выше определения толщины пограничного слоя. Полагая $U = 0.95U_0$ при $y = h - \Delta_1$ и $U = 0.05U_0$ при $y = h + \Delta_2$, получаем

$$1.9 = 1 + \operatorname{th} \left(q \frac{\Delta_1}{\Delta} + r \right), \quad 0.1 = 1 - \operatorname{th} \left(q \frac{\Delta_2}{\Delta} - r \right). \quad (1.6)$$

Из (1.6) находим, что $q\Delta_1/\Delta \approx 1.5 - r$, $q\Delta_2/\Delta \approx 1.5 + r$, то есть $q \approx 3$. В области начального участка $\Delta_1 \leq h$, то есть $\Delta \leq 3h/(1.5 - r)$. Уравнение (1.5) может быть приближенно решено аналитически при $qh/\Delta + r \gg 1$. В этом случае находим $r \approx 1/2$. В конце начального участка, когда $qh/\Delta = 1.5 - r$, из (1.5) находим $r \approx 0.4507$. Таким образом, в пределах начального участка величина r близка к $1/2$, а отношение Δ_2/Δ_1 близко к 2 (в пределах начального участка это отношение слабо уменьшается от 2 до 1.859). Как уже говорилось, толщина пограничного слоя в турбулентной струе в пределах начального участка растет приблизительно пропорционально рас-

стоянию от сопла (см., например, [18]), то есть $\Delta = bx$, где b - некоторый коэффициент пропорциональности, незначительно уменьшающийся с ростом числа Маха. Параметр b связан с длиной начального участка x_{in} соотношением $bx_{in} \approx 2.859h$. Из сказанного следует, что в конце начального участка скорость на оси струи равна $0.95U_0$. Множитель 0.95 обусловлен принятым определением толщины пограничного слоя. При $x > x_{in}$ средняя скорость на оси струи уменьшается более существенно. Можно считать, что в этом случае скорость U также можно определить выражением (1.3), где $\Delta = bx$, но величина Δ уже не будет иметь смысл толщины пограничного слоя.

Из уравнения непрерывности вытекает, что вследствие зависимости U от x должна быть отлична от нуля и поперечная составляющая средней скорости V . Пренебрегая зависимостью параметра r от координаты x и полагая $V(x,0) = 0$, получаем для V следующее выражение:

$$V = -\frac{bU_0}{6} \operatorname{sign} y \left\{ \left[3 \frac{|y| - h}{\Delta} - r \right] \operatorname{th} \left(3 \frac{|y| - h}{\Delta} - r \right) - \left(3 \frac{h}{\Delta} + r \right) \operatorname{th} \left(3 \frac{h}{\Delta} + r \right) - \ln \frac{\operatorname{ch} [3(|y| - h)/\Delta - r]}{\operatorname{ch} (3h/\Delta + r)} \right\}. \quad (1.7)$$

Зависимости продольной и поперечной составляющих средней скорости, определяемые формулами (1.3) и (1.7), показаны на рис. 6.

Для описания интересующих нас процессов воспользуемся линейризованными уравнениями гидродинамики невязкой жидкости. С учетом сжимаемости жидкости, которую необходимо учесть, если мы хотим дальше рассмотреть взаимодействие гидродинамических и акустических волн, и в предположении, что все процессы в струе и вокруг нее являются адиабатическими, исходные уравнения имеют вид

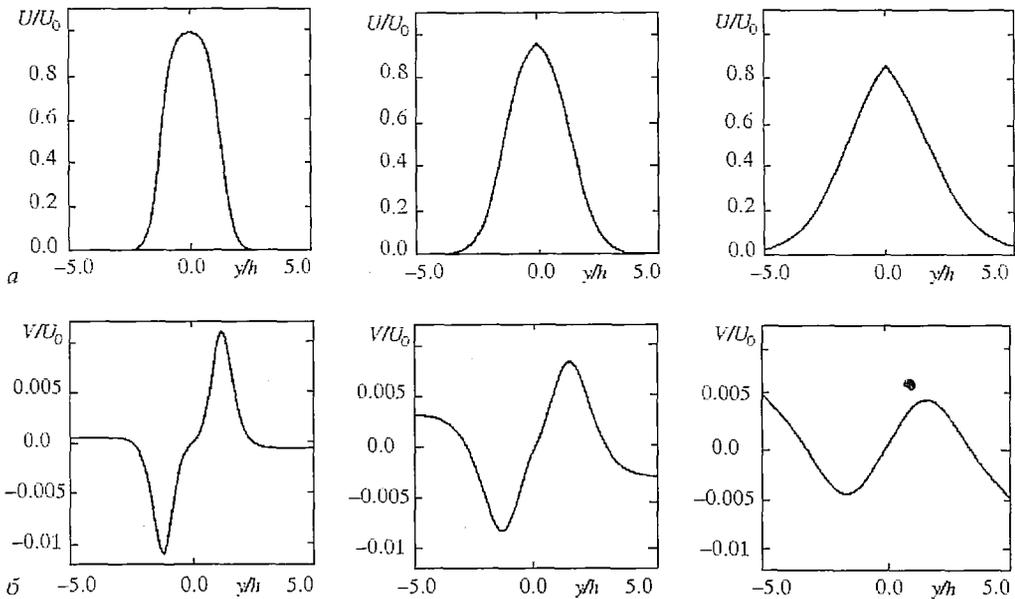


Рис. 6. Профили продольной (а) и поперечной (б) составляющих средней скорости в трех сечениях струи: в середине начального участка; в конце начального участка; на расстоянии от сопла, равном удвоенной длине начального участка

$$\begin{aligned}
\frac{\partial u}{\partial t} + U \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial U}{\partial y} + u \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial u}{\partial y} &= - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x}, \\
\frac{\partial v}{\partial t} + U \frac{\partial v}{\partial x} + u \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial v}{\partial y} - v \frac{\partial U}{\partial x} &= - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial y}, \\
\frac{\partial p}{\partial t} + U \frac{\partial p}{\partial x} + V \frac{\partial p}{\partial y} + \rho_0 a^2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) &= 0,
\end{aligned} \tag{1.8}$$

где u и v - отклонения скорости жидкости от средних значений, p - возмущение давления, $a = (\gamma p_0 / \rho_0)^{1/2}$ - скорость звука, γ - показатель адиабаты.

Пусть на выходе из сопла задано некоторое гармоническое возмущение на частоте ω . Тогда можно считать, что все переменные, определяемые уравнениями (1.8), пропорциональны $\exp(i\omega t)$. Полагая в (1.8)

$$u = A \exp[i(\omega t - \varphi)], \quad v = B \exp[i(\omega t - \psi)], \quad p/\rho_0 = C \exp[i(\omega t - \chi)],$$

мы можем получить уравнения для переменных A , B , C , φ , ψ и χ . Полагая ω комплексной величиной ($\omega = \omega_r - i\omega_i$), имеем

$$\begin{aligned}
V \frac{\partial A}{\partial y} + \frac{\partial(UA)}{\partial x} + \omega_r A + \frac{\partial U}{\partial y} B \cos(\varphi - \psi) + \frac{\partial C}{\partial x} \cos(\varphi - \chi) + C \frac{\partial \chi}{\partial x} \sin(\varphi - \chi) &= 0, \\
VA \frac{\partial \varphi}{\partial y} + UA \frac{\partial \varphi}{\partial x} - \omega_r A - \frac{\partial U}{\partial y} B \sin(\varphi - \psi) - \frac{\partial C}{\partial x} \sin(\varphi - \chi) + C \frac{\partial \chi}{\partial x} \cos(\varphi - \chi) &= 0, \\
\frac{\partial V}{\partial x} A \cos(\varphi - \psi) + V \frac{\partial B}{\partial y} + U \frac{\partial B}{\partial x} - \frac{\partial U}{\partial x} B + \omega_r B + \frac{\partial C}{\partial y} \cos(\psi - \chi) + C \frac{\partial \chi}{\partial y} \sin(\psi - \chi) &= 0, \\
\frac{\partial V}{\partial x} A \sin(\varphi - \psi) + VB \frac{\partial \psi}{\partial y} + UB \frac{\partial \psi}{\partial x} - \omega_r B - \frac{\partial C}{\partial y} \sin(\psi - \chi) + C \frac{\partial \chi}{\partial y} \cos(\psi - \chi) &= 0, \\
a^2 \left[\frac{\partial A}{\partial x} + \frac{\partial B}{\partial y} \cos(\varphi - \psi) + B \frac{\partial \psi}{\partial y} \sin(\varphi - \psi) \right] + [\omega_r C + U \frac{\partial C}{\partial x} + V \frac{\partial C}{\partial y}] \cos(\varphi - \chi) - \\
- C \left[\omega_r - U \frac{\partial \chi}{\partial x} \right] \sin(\varphi - \chi) &= 0, \\
a^2 \left[A \frac{\partial \varphi}{\partial x} - \frac{\partial B}{\partial y} \sin(\varphi - \psi) + B \frac{\partial \psi}{\partial y} \cos(\varphi - \psi) \right] - [\omega_r C + U \frac{\partial C}{\partial x} + V \frac{\partial C}{\partial y}] \sin(\varphi - \chi) - \\
- C \left[\omega_r - U \frac{\partial \chi}{\partial x} \right] \cos(\varphi - \chi) &= 0.
\end{aligned} \tag{1.9}$$

Заменяя в этих уравнениях производные по x конечными разностями с учетом заданного возмущения при $x=0$, мы получим систему обыкновенных дифференциальных уравнений, содержащих производные по y . Эти уравнения должны быть решены при условиях

$$A(x, \pm\infty) = B(x, \pm\infty) = C(x, \pm\infty) = 0.$$

Найденное решение позволит для каждого значения частоты ω определить как

длину гидродинамической волны, так и ее коэффициент усиления при любом значении u .

Чтобы найти акустическую волну, нужно задать возмущение при некотором значении $x=x_0$ и решать уравнения (1.9) в обратном направлении по x .

2. Возбуждение автоколебаний при натекании струи на экран

При нормальном натекании струи жидкости или газа на плоский экран (рис.7) вблизи него происходит поворот потока на 90° и образуется так называемая пристенная струя. При достаточно малых расстояниях от среза сопла до экрана ($x_0/d \leq 8$) имеющиеся в слое смешения струи вихри в результате соударения с экраном генерируют звуковую волну, распространяющуюся навстречу потоку. Эта волна, попадая на кромку сопла, в свою очередь, способствует образованию вихрей. Так осуществляется обратная связь, которая при достаточно больших дозвуковых скоростях истечения, когда число Маха $M_0 > 0.6$, приводит к возбуждению мощных автоколебаний. Частота этих автоколебаний зависит от расстояния до экрана, но заключена в определенном диапазоне, примыкающем к частоте, которая соответствует максимуму спектра пульсаций скорости в конце начального

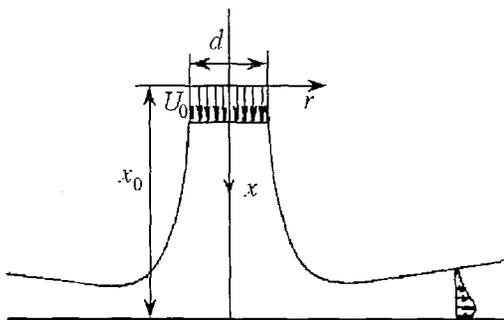


Рис. 7. Натекание струи на экран

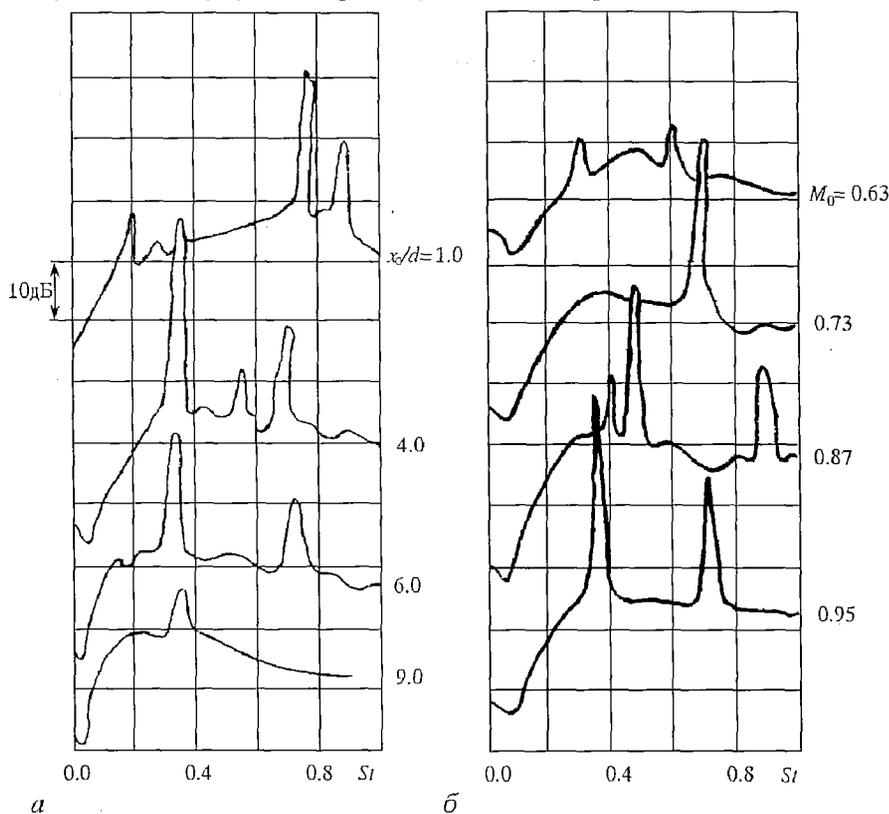


Рис. 8. Экспериментальные спектры шума в дальнем поле круглой струи, ударяющейся об экран, при $M_0 = 0.95$ и различных значениях x/d (а) и при $x/d=4$ и различных значениях M_0 (б), $St = fd/U_0$

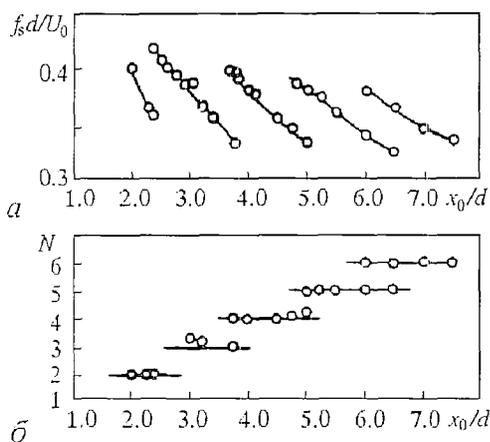


Рис. 9. Характерные частоты автоколебаний f_s (а) и значения N (б), определяемые формулой (1.1), для круглой струи при $M_0=0.9$

волной, удовлетворяет соотношению $p_s \sim M_0 q$, где $q = \rho_0 U_0^2 / 2$ - динамическое давление.

Автоколебательный режим характеризуется пронзительным шумом в дальнем поле струи (на частоте крупномасштабных когерентных структур) и ростом динамических нагрузок на экран. На рис. 8 представлены экспериментальные спектры шума в дальнем поле струи, ударяющей об экран⁵ [16]. Из рисунка видно, что в спектрах шума имеются дискретные составляющие, обусловленные возбуждением автоколебаний. Подобный вид имеют спектры пристеночных пульсаций давления вблизи экрана.

На рис. 9 представлены результаты измерения характерных частот автоколебаний и значений N , определяемых формулой (1.1), для $M_0=0.9$ и изменении x_0/d от 2 до 7.5 [19]. Мы видим, что при изменении расстояния наблюдаются перескоки с одной моды на другую, причем имеет место гистерезис.

Аналогичные эффекты наблюдаются при натекании плоской струи на клин, а также круглой струи на соосное кольцо или соосную трубку [22].

Поскольку возбуждение автоколебаний в случае импактной струи имеет место вследствие взаимодействия между гидродинамическими и акустическими волнами, для расчета этого явления мы должны записать два граничных условия (на экране и на кромке сопла), которые будут определять преобразование волн одного типа в волны другого типа. Строгий вывод этих граничных условий представляет собой весьма трудную задачу. Мы будем полагать, что суммарный импульс, сообщаемый гидродинамической волной экрану в единицу времени, частично преобразуется в импульс, полученный от экрана акустической волной в единицу времени. Мы можем записать это условие в виде

$$R_1 M_0 u_h(x_0, t) + u_a(x_0, t) = 0,$$

где u_h - компонента скорости частиц в гидродинамической волне вдоль оси x , усредненная по поперечному сечению струи; u_a - аналогичная компонента скорости частиц в акустической волне; R_1 - коэффициент преобразования гидродинамической волны в акустическую на экране.

Аналогично, граничное условие на кромке сопла может быть записано в виде

$$u_h(0, t) + R_2 u_a(0, t) = 0,$$

участка свободной струи [16,19-21]. Для определения зависимости частоты автоколебаний от расстояния до экрана x_0 авторы многих работ (см., например, [19]) используют условие, аналогичное (1.1), в котором вместо координаты x ; следует подставить x_0 .

Для объяснения того факта, что при малых дозвуковых скоростях ($M_0 < 0.6$) автоколебания не возникают, несмотря на наличие обратной связи через акустическую волну, обычно предполагается, что интенсивность акустической волны оказывается недостаточной, чтобы возбудить слой смещения у корня струи. Согласно оценке, проведенной в [21], амплитуда пульсаций давления p_s у корня струи, вызванных прошедшей акустической

⁵ Также струи принято называть импактными от английского слова impact - удар.

где R_2 - коэффициент преобразования акустической волны в гидродинамическую на кромке сопла. Заметим, что коэффициенты R_1 и R_2 могут быть комплексными и зависящими от частоты.

Задавая в этих условиях $u_h(x,t) = U_h(x)\exp(i\omega t)$, $u_a(x,t) = U_a(x)\exp(i\omega t)$, мы перепишем их в следующем виде:

$$\begin{aligned} R_1 M_0 U_h(x_0) + U_a(x_0) &= 0, \\ U_h(0) + R_2 U_a(0) &= 0. \end{aligned} \quad (2.1)$$

Чтобы избежать решения сложной проблемы усиления гидродинамической волны в свободной струе, мы ограничимся феноменологическим выражением для коэффициента усиления гидродинамической волны и запишем $U_h(x)$ в виде

$$U_h(x_0) = K(St, x_0) \exp\left(-\frac{i\omega x_0}{V}\right) U_h(0), \quad (2.2)$$

где $St = \omega_r d / 2\pi U_0$ - число Струхала, ω_r - реальная часть комплексной частоты ω , $V \approx 0.6 U_0$ - фазовая скорость гидродинамической волны, $K(St, x)$ - некоторая функция числа Струхала и расстояния x . Для акустической волны можно записать

$$U_a(x_0) = \exp\left(-\frac{i\omega x_0}{a}\right) U_a(0). \quad (2.3)$$

Подставляя (2.2) и (2.3) в (2.1), мы получим линейную систему однородных уравнений относительно $U_h(0)$ и $U_a(0)$. Приравнявая нулю детерминант этой системы, получим характеристическое уравнение:

$$R_1 R_2 M_0 K(St, x_0) = \exp\left[i\omega x_0 \left(\frac{1}{V} + \frac{1}{a}\right)\right]. \quad (2.4)$$

Решение этого комплексного уравнения имеет вид

$$\omega_r = \omega_N = \frac{2\pi N}{x_0} \left(\frac{1}{V} + \frac{1}{a}\right)^{-1} \quad (2.5)$$

$$\delta_N = \frac{1}{x_0} \left(\frac{1}{V} + \frac{1}{a}\right)^{-1} \ln[R_1 R_2 M_0 K(St_N, x_0)], \quad (2.6)$$

где $St_N = \omega_N d / 2\pi U_0$, N - целое число. Мы видим, что соотношение (2.5) совпадает с эмпирическим соотношением (1.1). Из (2.6) следует, что возбуждение автоколебаний возможно, если

$$R_1 R_2 M_0 K(St_N, x_0) > 1. \quad (2.7)$$

Это условие определяет диапазон параметров M_0 и x_0 , в котором возможны автоколебания.

Поскольку, как указано выше, значение $K(St, x_0)$ имеет максимум при $St = St_m(x_0)$, число N должно увеличиваться при увеличении x_0 , так чтобы частота ω_N оставалась примерно постоянной. Это также подтверждается экспериментальными данными.

Из полученных результатов следует, что частота автоколебаний и условие их возбуждения слабо зависят от модели свободной струи. В частности, результаты решения задачи для простейшей модели струи с нулевой толщиной пограничного слоя изложены в работе [23]. Они дают удовлетворительное согласие с экспериментом.

3. Автоколебания в аэродинамических трубах с открытой рабочей частью

В аэродинамических трубах замкнутого типа с открытой рабочей частью (рис. 10, а) в определенном диапазоне скоростей потока возникают автоколебания, приводящие к существенному возрастанию продольных низкочастотных пульсаций

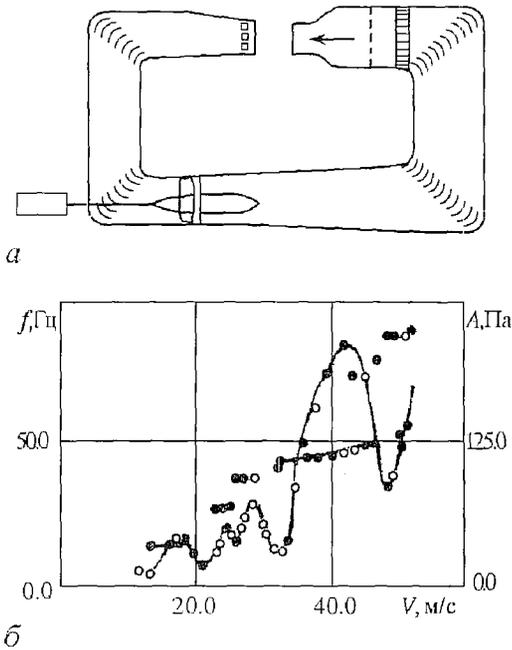


Рис. 10. Схема трубы с открытой рабочей частью (а) и изменения частоты f (черные кружочки) и амплитуды A (светлые кружочки) автоколебаний в трубе в зависимости от скорости струи V (б) [26]

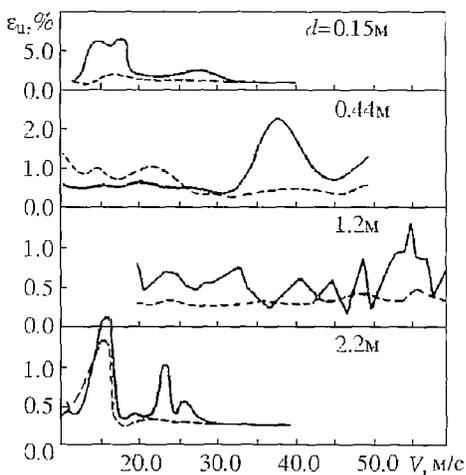


Рис. 11. Зависимости интенсивности пульсаций скорости в рабочей части четырех аэродинамических труб от скорости потока без какого-либо воздействия (сплошные кривые) и при высокочастотном акустическом воздействии (штриховые кривые), $St_s = (2.0 \div 5.0)$ (штриховые кривые)

скорости в рабочей части и пульсаций давления во всем тракте трубы. Еще в пионерских работах, выполненных под руководством С.П. Стрелкова [24-26] было показано, что возбуждение указанных автоколебаний обусловлено обратной связью через звуковую волну, распространяющуюся по обратному каналу, для которой последний является акустическим резонатором. На рис. 10,б [26] показаны изменения частоты и амплитуды автоколебаний в трубе (пульсаций давления в слое смешения) в зависимости от скорости струи.

В настоящее время установлено, что в трубе имеется не один, а два канала обратной связи: через обратный канал вдоль потока и через рабочую часть навстречу потоку. Последнее обусловлено тем, что при попадании струи на диффузор возникает акустическая волна, распространяющаяся против потока. Здесь имеется полная аналогия с натеканием круглой струи на соосно расположенную трубку (см. раздел 2).

Последовательный расчет условий возбуждения автоколебаний в трубе с учетом обоих каналов обратной связи может быть выполнен аналогично тому, как это было описано в разделе 2.

Наиболее распространенные способы подавления автоколебаний в трубах сводятся либо к ослаблению вихреобразования в слое смешения свободной струи, либо к ослаблению воздействия вихрей на возбуждение звука в обратном канале. Первое достигается сообщением пограничному слою в начальном сечении струи азимутальной неоднородности, что в конечном счете ослабляет или разрушает кольцевые вихри; второе - с помощью отверстий в стенках диффузора вблизи его входной кромки [42].

Следует также упомянуть акустические методы управления автоколебаниями в аэродинамических трубах [27-30], основанные на воздействии акустических колебаний на образование когерентных структур в слое смешения

(см. раздел 1). В качестве иллюстрации эффективности этих методов на рис. 11 показаны зависимости интенсивности пульсаций скорости в рабочей части четырех аэродинамических труб от скорости потока без какого-либо воздействия и при высокочастотном акустическом облучении.

4. Отрывное обтекание полости

При обтекании полости на плоской поверхности, как и в рассмотренных ранее случаях, при определенных условиях возникают автоколебания. Причина их возбуждения состоит в возникновении акустической волны в результате удара вихрей о заднюю кромку полости.

Это иллюстрируется сравнением характера пульсаций скорости в слое смещения для двух случаев обтекания: обтекания обращенного назад уступа и полости прямоугольного сечения (рис. 12). Во втором случае в спектре пульсаций наблюдаются ярко выраженные дискретные составляющие, что обусловлено возбуждением автоколебаний.

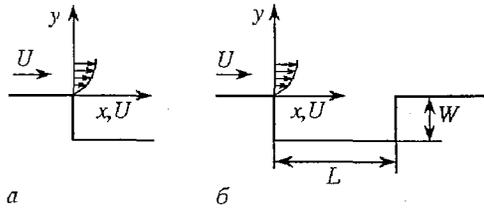


Рис. 12. Обтекание обращенного назад уступа (а) и полости прямоугольного сечения (б)

На характер возбуждения автоколебаний может влиять также то обстоятельство, что для некоторых частот полость может служить акустическим резонатором [31]. В результате характеристики автоколебаний определяются геометрией полости, числами Рейнольдса и Маха, режимом течения в пограничном слое перед полостью (ламинарный или турбулентный) и профилем скорости потока.

На рис. 13 представлены результаты экспериментального определения зависимости числа Струхала для первых трех мод автоколебаний при обтекании полости прямоугольной формы от отношения длины полости L к ее глубине W . На рис. 14 представлен спектр пульсаций давления за полостью. Эти рисунки взяты из обзора [31].

Для уменьшения амплитуды возбуждаемых автоколебаний разработан целый ряд мероприятий: передняя и (или) задняя прямоугольные кромки полости срезаются или скругляются, над полостью располагается перфорированная пластина и т.п.

Рассмотрим один важный пример, когда данный эффект играет зна-

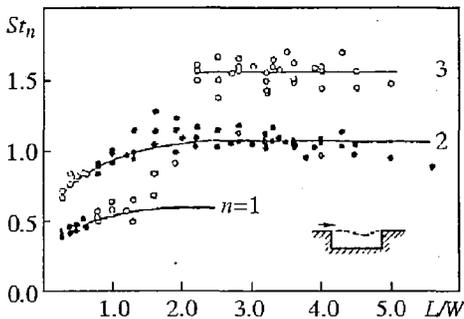


Рис. 13. Зависимости характерного числа Струхала $St_n = f_n L / U_0$ для первых трех мод автоколебаний при обтекании полости прямоугольной формы от отношения длины полости L к ее глубине W

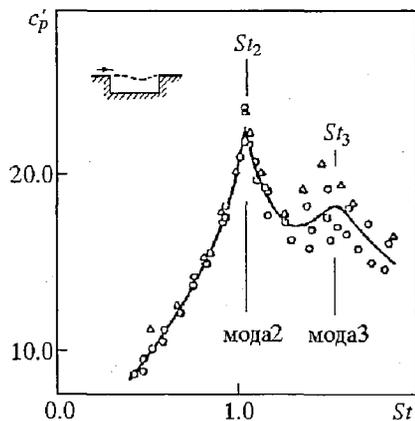


Рис. 14. Спектр пульсаций давления за полостью при $L/W=3.6$,

$$c_p' = (\langle p'^2 \rangle)^{1/2} \cdot 10^3 / ((1/2) \rho_0 U_0^2) \quad [31]$$

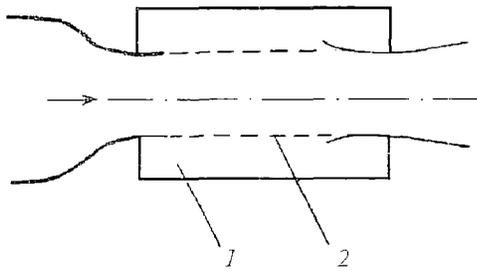


Рис. 15. Схема рабочей части трансзвуковой аэродинамической трубы: 1 - перфорированные стенки, 2 - камера

Проницаемость стенок трубы позволяет ликвидировать запирающие явления и проводить испытания на трансзвуковых режимах, соответствующих числам Маха $M=(0.6\div 1.3)$.

Перфорация стенок рабочей части трубы представляет собой ряды отверстий круглого сечения (рис.15). Такая перфорация, обеспечивающая возможность плавного перехода через скорость звука и повышение равномерности поля скорости в рабочей части трубы, является в то же время источником нежелательного фонового шума, который искажает результаты экспериментов. Дело в том, что каждое из отверстий ведет себя подобно полости, обтекаемой потоком. Вклад автоколебаний, вызванных наличием отверстий перфорации в рабочей части трубы, в общий уровень фонового шума особенно значителен при $M=(0.6\div 0.8)$.

Известные методы снижения фонового шума в трубах с перфорированной рабочей частью основываются на разрушении механизма возбуждения автоколебаний за счет отверстий. Это достигается путем установки металлических сеток на перфорированных стенках рабочей части [33] или же продольных перемычек в каждом из отверстий перфорации.

5. Цилиндр в поперечном потоке. Срывной флаттер

Как известно, при поперечном обтекании неподвижного цилиндра с его боковых поверхностей происходят периодические срывы потока, образующие шахматную дорожку вихрей, известную как дорожка Кармана. Визуализация потока за обтекаемым цилиндром при дозвуковых скоростях показала наличие цилиндрических звуковых волн, распространяющихся навстречу потоку. Эти звуковые волны, по-видимому, осуществляют обратную связь, необходимую для возбуждения автоколебаний. Если цилиндр поместить в некоторый канал, то процесс образования вихрей и обусловленной ими генерации звука может быть существенно усилен. Это происходит тогда, когда частота срыва вихрей близка к одной из собственных частот акустических колебаний в канале. При этом амплитуда звукового давления существенно превышает соответствующую амплитуду при обтекании того же цилиндра в безграничном потоке. Указанное явление иногда называют аэроакустическим резонансом [34-36].

В литературе описаны три случая поперечного обтекания цилиндра: 1) обтекание неподвижного цилиндра; 2) обтекание цилиндра, совершающего поперечные колебания с заданными частотой и амплитудой; 3) обтекание упруго закрепленного цилиндра.

В первом случае многочисленные экспериментальные наблюдения показали, что в широком диапазоне скоростей потока частота срыва вихрей соответствует числу Струхала $St \approx 0.22$ [37].

В случае обтекания колеблющегося цилиндра частота срыва вихрей f_s существенно зависит от частоты колебаний цилиндра f_0 . Соответствующая

чительную роль. В аэродинамических трубах трансзвуковых скоростей при приближении скорости потока к скорости звука возникает так называемое запирающее явление, при котором дальнейшее увеличение скорости потока становится невозможным даже при существенном увеличении мощности привода. Устранение указанного недостатка достигается за счет перфорации стенок рабочей части трубы, причем степень перфорации, в зависимости от нужного числа Маха, составляет до 20% [32,33].

зависимость в координатах $\Delta St_0 = (f_{s0} - f_0)d/U$, $\Delta St = (f_s - f_0)d/U$, где f_{s0} - частота срыва вихрей с неподвижного цилиндра, d - диаметр цилиндра, U - скорость набегающего потока, представлена на рис. 16. Мы видим, что эта зависимость качественно совпадает с известной зависимостью разности между частотой колебаний генератора и частотой гармонической внешней силы, действующей на этот генератор, от расстройки между частотой свободных колебаний генератора и частотой воздействия [38] (см. штриховую линию на рис.16). Напомним, что область, где частота колебаний генератора совпадает с частотой воздействия, называется областью синхронизации. Представленная зависимость построена на основе результатов экспериментов, изложенных в [39]. Указанные результаты лишней раз подтверждают, что явление срыва вихрей с неподвижного цилиндра имеет автоколебательный характер.

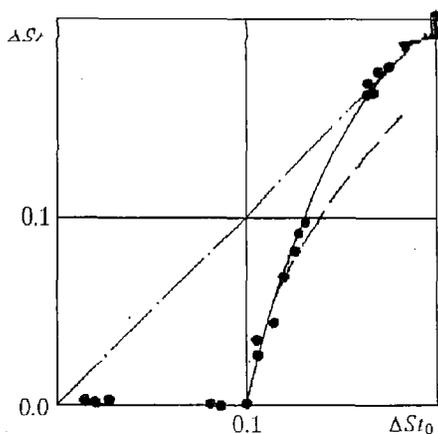


Рис. 16. Зависимость частоты срыва вихрей с поверхности колеблющегося круглого цилиндра от частоты его колебаний при $Re = U_0 d / \nu = (0.11 \div 1.55) \cdot 10^6$. Штриховая линия соответствует формуле $\Delta St = (\Delta St_0^2 - \Delta St_{0s}^2)^{1/2}$, где ΔSt_{0s} - полуширина полосы синхронизации ($\Delta St_{0s} \approx 0.1$)

Наконец, в третьем случае возможно явление, которое носит название срывного флаттера [40] или ветрового резонанса [41]. Это явление заключается в возникновении интенсивных колебаний цилиндра поперек потока в том случае, когда одна из его собственных частот близка к частоте срыва вихрей с неподвижного цилиндра. Срывной флаттер является причиной многих известных катастроф, например, знаменитого разрушения Такомакского моста [40].

Аэродинамические способы гашения этих автоколебаний призваны устранить причину, их вызывающую, путем изменения характера обтекания. Один из таких способов состоит в спиральной навивке проволоки на цилиндр, что обеспечивает неодновременный срыв потока с его поверхности и, как следствие, существенное уменьшение амплитуды автоколебаний.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (Грант № 94-01-01135).

Библиографический список

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986.
2. Ланда П.С. Автоколебания в системах с конечным числом степеней свободы. М.: Наука, 1980.
3. Crow S.C., Champagne F.H. Orderly structure in jet turbulence // J.Fluid Mech.. 1971. Vol. 48, № 3. P. 547.
4. Chan Y.Y. Spatial waves in turbulence jets // Phys.Fluids. 1974. Vol. 17. № 1. P. 46; № 9. P. 1667.
5. Неймарк Ю.И., Ланда П.С. Стохастические и хаотические колебания. М.: Наука, 1987.
6. Климоштович Ю.Л. Турбулентное движение и структура хаоса. М.: Наука, 1990.
7. Климоштович Ю.Л. Проблемы статистической теории открытых систем: критерии относительной степени упорядоченности состояний в процессах самоорганизации // УФН. 1989. Т. 158. Вып. 1. С. 59.
8. Landa P.S., Rosenblum M.G. Time series analysis for system identification and diagnostics // Physica D. 1991. Vol. 48, № 1. P. 232.

9. *Michalke A.* Survey on jet instability theory // *Progr. Aerosp. Sci.* 1984. Vol. 21, № 3. P. 159.

10. *Michalke A.* Instabilität eines kompressiblen runden Freistrahls unter Berücksichtigung des Einflusses der Strahlgrenzschichtdicke // *Z. Flugwiss.* 1971. Vol. 19, № 8-9. P. 319.

11. *Laufer J., Monkevitz P.* On turbulent jet flows: a new perspective // *AIAA Pap.* 1980, № 967.

12. *Власов Е.В., Гиневский А.С.* Когерентные структуры в турбулентных струях и следах. // *ВИНИТИ АН СССР. Итоги науки и техники. Механика жидкости и газа.* 1986. Т. 20. С.3.

13. *Petersen R.A.* Influence of wave dispersion on vortex pairing in a jet // *J. Fluid Mech.* 1978. Vol. 89, № 3. P. 469.

14. *Ho Chih-Ming, Huerre P.* Perturbed free shear layers // *Ann. Rev. Fluid Mech.* 1984. Vol. 16. P. 365.

15. *Ho Chih-Ming.* Local and global dynamics of free shear layers // *Numer. and Phys. Aspects of Aerodyn. Flows.* N.Y. 1982. P.521.

16. *Власов Е.В., Гиневский А.С., Каравосов Р.К., Уханова Л.Н.* Исследование резонансных режимов при натекании на экран дозвуковой турбулентной струи // *Проблемы турбулентных течений.* М.: Наука, 1987. С. 115.

17. *Kibens V.* Discrete noise spectrum generated by an acoustically excited jet // *AIAA Journal.* 1980. Vol. 18, № 4. P. 434.

18. *Гиневский А.С.* Теория турбулентных струй и следов. М.: Машиностроение, 1969.

19. *Ho Chih-Ming, Nosseir N.S.* Dynamics of an impinging jet. Part 1. The feedback phenomenon // *J. Fluid Mech.* 1981. Vol. 105. P. 119.

20. *Ho Chih-Ming, Nosseir N.S.* Large coherent structures in an impinging jet // *Turbulent Shear Flows 2.* 2nd Int. Symp., London, 1979. Berlin, 1980. P. 297.

21. *Власов Е.В., Гиневский А.С., Каравосов Р.К., Уханова Л.Н.* Исследование резонансных режимов при натекании на экран дозвуковой турбулентной струи // *Промышленная аэродинамика.* Вып.1(33). М.: Машиностроение, 1986. С. 277.

22. *Kurasawa H., Yamamoto K., Obata T.* Self-excited oscillation in an axisymmetric jet with a coaxial circular pipe. The relation between the frequency locked in of the disturbance and acoustic resonance // *Mem. Nagano Techn. Coll.* 1987, № 18. P. 21.

23. *Ginevsky A.S., Landa P.S., Zaikin A.A.* Self-excitation of impinging jets with regard to acoustic feedback // *Proc. of the Third Intern. Congr. on Air- and Structure-borne Sound and Vibration.* Montreal, Canada. 1994. P. 1191.

24. *Бендриков Г.А., Стрелков С.П., Шубин Э.П.* Автоколебания в аэродинамических трубах с открытой рабочей частью // *ЖТФ.* 1941. Т. 11, вып. 13-14. С. 1194.

25. *Стрелков С.П.* К теории автоколебаний в аэродинамической трубе с открытой рабочей частью // *ЖТФ.* 1941. Т. 11, вып. 13-14. С. 1203.

26. *Стрелков С.П., Бендриков Г.А., Смирнов Н.А.* Пульсации в аэродинамических трубах и способы демпфирования их // *Тр. ЦАГИ.* 1946. № 593.

27. *Гиневский А.С., Власов Е.В., Колесников А.В.* Аэроакустические взаимодействия. М.: Машиностроение, 1978.

28. *Боярчикова М.Ю., Власов Е.В., Гиневский А.С., Зосимов А.В.* Подавление автоколебаний в аэродинамических трубах с открытой рабочей частью // *Изв. АН СССР. МЖГ.* 1982. № 1. С. 126.

29. *Зосимов А.В.* Акустический метод управления пульсациями скорости и давления в аэродинамической трубе с открытой рабочей частью // *Труды ЦАГИ.* 1986, вып. 2292.

30. *Москвина М.Ю.* Подавление автоколебаний в аэродинамических трубах с открытой рабочей частью путем периодического вдува-отсоса в пограничном слое сопла // *Инж.-физ. журнал.* 1990. Т. 59, № 1. С. 115.

31. *Rockwell D., Naudascher E.* Self-sustaining oscillations of flow past cavities (Review) // *Trans. ASME, J. Fluids Eng.* 1978. Vol. 100, № 2. P. 152.

32. Гродзовский Г.Л., Никольский А.А., Свищев Г.П., Таганов Г.И. Сверхзвуковые течения в перфорированных границах. М.: Машиностроение, 1967.

33. Ереза А.Г., Микеладзе В.Г., Мушин А.Г., Столяров Е.П., Филиппова Р.Д., Шлягуи А.Н. Снижение уровня фонового шума в рабочей части аэродинамической трубы при трансзвуковых скоростях // Уч. зап. ЦАГИ. 1990. Т. 21, № 2. С. 10.

34. Ильченко М.А., Руденко А.Н., Эпштейн В.Л. Исследование генерации вихревого звука при обтекании профиля в канале // Акуст. журнал. 1980. Т. 26, № 5. С. 708.

35. Ильченко М.А., Руденко А.Н., Селин Н.И. Исследование некоторых особенностей колебаний при обтекании профиля в канале // Акуст. журнал. 1982. Т. 28, № 2. С. 224.

36. Бардаханов С.П., Лыгденов В.С. Когерентные структуры в следе за плохо обтекаемым телом и генерация звука в резонансных условиях // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1990. № 2. С. 36.

37. Karman N.V. // Göttingen Nachrichten. 1991. P. 509; 1912. P. 547.

38. Van der Pol B. A theory of the amplitude of free and forced triode vibration // Radio Rev. 1920. Vol. 1. P. 701.

39. Федлевский К.К., Блюмина Л.Х. Гидродинамика отрывного обтекания тел. М.: Машиностроение, 1977.

40. Пановко Я.Г. Устойчивость и колебания упругих систем. М.: Наука, 1979.

41. Казакевич М.И. Аэродинамика мостов. М.: Транспорт, 1987.

Центральный аэрогидродинамический
институт
Московский государственный
университет

Поступила в редакцию 06.01.95
после переработки 09.10.95

EXCITATION OF HYDRODYNAMIC AND ACOUSTIC WAVES IN SUBSONIC JET AND SEPARATION FLOWS

A.S. Gynevski, P.S. Landa

Review of phenomena taking place in subsonic jet and separation flows is given. Both free jets and jets interacting with different obstacles (for example, with a plane flat, cavity or acoustic resonator as in open-jet return-circuit wind tunnels) are considered. Experimental data for flow along a stationary cylinder and a cylinder executing lateral periodic vibrations are set out. The presentation and trying to find the sense of all results are given from the point of view of the oscillation and wave theory.



Гиневский Арон Семенович - родился в 1923 году, окончил Харьковский авиационный институт, доктор технических наук, профессор. Работает в ЦАГИ. Область научных интересов: гидродинамическая теория решеток, аэродинамика внутренних течений, теория турбулентного пограничного слоя, отрывных и струйных течений, аэроакустика. Общее число публикаций - 180, из них 6 монографий, 9 обзоров и одно открытие. Член редколлегии Реферативного журнала «Механика» и «Ученых записок ЦАГИ».