

В. Н. Глазнев

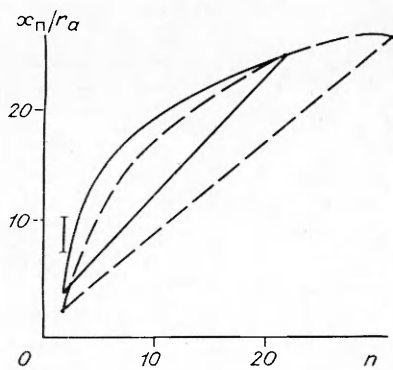
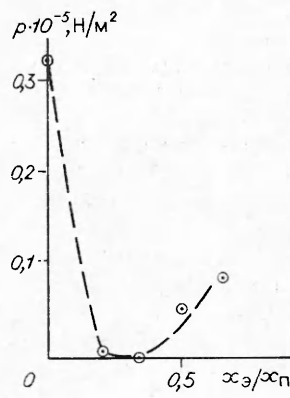
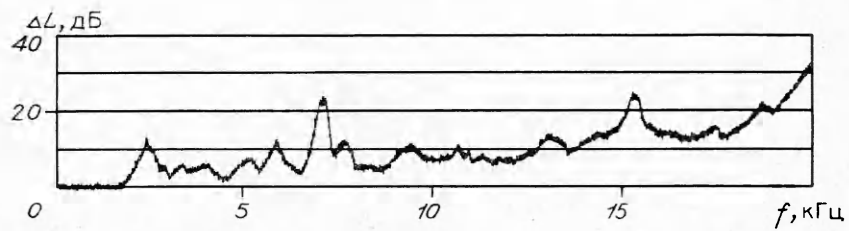
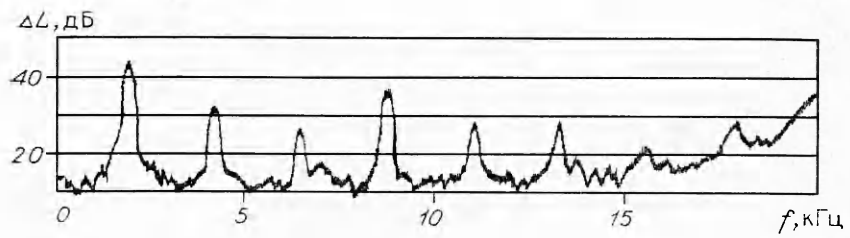
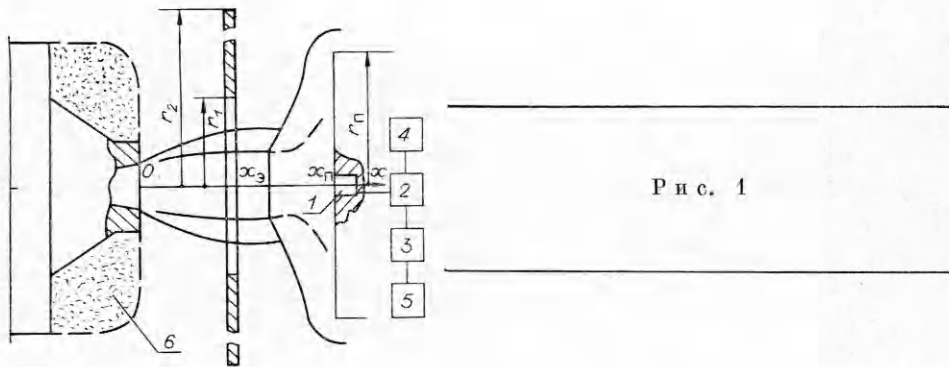
О МЕХАНИЗМЕ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ В АВТОКОЛЕБАНИЯХ ПРИ НАТЕКАНИИ СВЕРХЗВУКОВОЙ НЕДОРАСПИРЕННОЙ СТРУИ НА ПЛОСКУЮ ПРЕГРАДУ

Автоколебания, возникающие при натекании сверхзвуковых нерасчетных струй на препятствия, принадлежат к тому классу задач газовой динамики, относительно которых, несмотря на многолетнюю историю их изучения, среди исследователей нет единого мнения по ряду принципиальных вопросов, связанных с механизмом их возникновения и поддержания. В наибольшей степени это относится к автоколебаниям, возникающим при натекании сверхзвуковой недорасширенной струи на плоскую преграду, перпендикулярную оси струи. При этом степень нерасчетности $n > 1$ такова, что радиус диска Маха соответствующей этому режиму свободной струи соизмерим с радиусом выходного сечения сопла r_a , а преграда удалена от сопла на расстояние x_n , не превышающее длину первой «бочки» струи. Между диском Маха и преградой реализуется, по крайней мере, в приосевой области дозвуковое течение (рис. 1). Именно этот тип струйного течения, сопровождающегося интенсивными колебаниями, давно выделен исследователями как специфический объект изучения, о чем свидетельствует и [1], где достаточно ясно обозначен главный вопрос — о механизме обратной связи в автоколебательной системе — и верно, хотя и кратко, изложены основные воззрения по нему, четко обозначившиеся к настоящему времени. Следует подчеркнуть, что при натекании сверхзвуковых нерасчетных струй на препятствия возникающие автоколебания многообразны по своей физической природе. Так, при втекании струи в полость для поддержания автоколебаний внешняя акустическая связь не требуется. Поэтому оговоренная выше совокупность условий, выделяющих рассматриваемый тип автоколебаний, принципиально важна. В связи со сказанным актуальной становится задача классификации автоколебаний, возникающих при натекании сверхзвуковых нерасчетных струй на препятствия, по механизму их возникновения и поддержания. Первый шаг в этом направлении сделал в [2] известный исследователь автоколебаний в струйных течениях А. Powell.

Настоящая работа продолжает цикл работ автора [3—6] и др., в которых экспериментально и теоретически сформулирована и обоснована модель возникновения и поддержания колебаний в описанной выше системе струя — преграда. В ней представлены новые, более подробные и представительные результаты эксперимента, свидетельствующие в отличие от утверждений авторов [1], что внешняя акустическая связь оказывает решающее влияние на амплитудно-частотные характеристики рассматриваемых автоколебаний.

Опыты проведены со струей холодного воздуха при следующих условиях: число Маха сопла $M_a = 1,5$, степень нерасчетности струи $n = 8$, радиус выходного сечения сопла $r_a = 10^{-2}$ м, расстояние сопло — преграда $x_n/r_a = 8,5$. Преграда — плоский торец цилиндра радиуса $r_n/r_a = 6,0$. При этих условиях в системе возбуждаются интенсивные (в центре преграды уровень колебаний давления $L \approx 200$ дБ) колебания с частотой $f = 2300$ Гц, удовлетворяющей условию $fx_n/a \approx 0,6$, что характерно для так называемых низкочастотных колебаний (режим сильной неустойчивости в терминах [1]). Здесь a — скорость звука в окружающем струю пространстве. На рис. 1 схематически изображены установка, структура струи и система измерений, включающая пьезодатчик 1 типа ЛХ-610 для измерения колебаний давления в центре преграды, предусилитель 2, анализатор спектра С5-3 3, осциллограф 4, самописец Н-110 5. Эта система позволяет регистрировать спектр колебаний давления в звуковом диапазоне частот, наблюдать колебания давления на экране осциллографа, измерять амплитуды колебаний давления для произвольно назначаемых частот из указанного диапазона. Точность измерения частот $\approx 2 \div 3$ %, амплитуд ≈ 5 %.

Основная идея эксперимента состоит в следующем. По мнению автора [3—6], обратная связь в рассматриваемой автоколебательной системе осуществляется акустической волной, которую излучает во внешнее пространство растекающаяся по преграде (так называемая веерная) струя в процессе своего колебательного движения в направлении, параллельном оси струи. У основания струи акустическая волна порождает в струе



возмущения вихревого типа. Следовательно, для подтверждения выказанного мнения о роли внешней акустической волны необходимо каким-то образом подействовать на нее, не изменяя режим течения струи. Если в результате этого воздействия характеристики колебаний существенно изменятся, утверждение доказано. В описываемой серии опытов было выбрано два следующих способа воздействия: 1. Изменение «акустической обстановки» в окрестности соплового блока. Опробованы две ситуации. В первой из них окрестности соплового блока задрапированы листовым поролоном толщиной $\delta \approx (2-3) \cdot 10^{-2}$ м (позиция 6 на рис.1) — эффективным поглотителем звука. Но торец сопла толщиной $\delta = 10^{-2}$ м оставлен открытым. Во второй поролоновая драпировка отсутствует (на расстоянии $l \approx 4 \cdot 10^{-2}$ м левее плоскости выходного сечения сопла $x = 0$ располагается массивная плоская металлическая поверхность — эффективный отражатель звука). 2. Сопловой блок драпирован поролоном, как в способе 1, но между соплом и преградой установлен акустический экран. Он представляет собой круглый плоский диск из листа латуни толщиной $3 \cdot 10^{-3}$ м с круглым отверстием в центре, установленный соосно струе. Его наружный радиус $r_2 = 0,2$ м = const, внутренний r_1 переменный (использован набор дисков). Экран установлен на координатнике, позволяющем перемещать его в направлении оси струи в диапазоне $0 \leq x_a < x_{п}$. Для предотвращения вибраций экрана были приняты специальные меры.

Опишем и прокомментируем основные результаты. На рис. 2, 3 представлены спектрограммы колебаний давления в центре преграды, относящиеся к первому способу воздействия. Уровень колебаний давления $L(f)$ в каждой из них по отношению к общепринятому значению $p_0 = 2 \cdot 10^{-5}$ Н/м² следует вычислять по формуле $L(f) = L_0 + \Delta L(f)$ ($L_0 = 137,8$ дБ = const) для обеих спектрограмм. Спектрограмма рис. 2 соответствует первой ситуации, когда окрестности соплового блока задрапированы поролоном. В этом случае вследствие пренебрежимо малого отражения звука от поролонового слоя во внешнем акустическом поле вблизи струи реализуется акустическая волна, бегущая от преграды к соплу, что отвечает оптимальным для возбуждения и поддержания автоколебаний амплитудно-фазовым соотношениям. В системе возбуждаются колебания на частоте $f = 2300$ Гц с амплитудой первого тона $L \approx 180$ дБ и набором интенсивных обертонов вплоть до восьмого. Спектрограмма рис. 3 соответствует второй ситуации, когда поролоновая драпировка отсутствует. Наличие хорошо отражающих звук металлических поверхностей в окрестности соплового блока создает у основания струи в плоскости $x = 0$ сложное интерференционное поле. Амплитудно-фазовые условия, задаваемые внешней акустической волной, необходимые для возбуждения колебаний, нарушаются. Колебания фактически не возбуждаются: первый тон едва просматривается над шумом, и частота его изменяется, обертоны исчезают полностью; появляются новые частоты, резко снижается уровень шума. Спектральный состав колебаний изменяется качественно и количественно. Можно спорить по поводу комментариев к рис. 2, 3, поскольку измерений в акустическом поле не проводилось и комментарии основаны на общеизвестных из акустики представлениях. Но бесспорным является следующий результат: колебания можно полностью подавить, изменив лишь «акустическую обстановку» в окрестности соплового блока. При этом все атрибуты, определяемые режимом течения струи и необходимые, по мнению авторов работы [1], дающих другое объяснение явлению автоколебаний, для возбуждения колебаний, остаются неизменными.

Не менее убедительны результаты опытов по воздействию на внешнюю акустическую волну с помощью экранов. На рис. 4 проиллюстрировано влияние внутреннего радиуса экрана при неизменном положении экрана $x_a/x_{п} = 0,5$ на амплитуду первого тона колебаний. Максимальный радиус струи при выбранном режиме истечения $r_*/r_a \leq 2,5$, следовательно, для всех значений r_1 , представленных на рис. 4, струя не взаимодей-

ствовала газодинамически с экраном. Амплитуда колебаний давления уменьшилась в 10 раз при $r_1/r_a = 4,5$ по сравнению со случаем невозмущенного акустического поля. Немонотонное изменение амплитуды колебаний при монотонном увеличении r_1 есть результат дифракции звука в отверстии экрана, что также свидетельствует о ведущей роли внешней акустической волны в механизме рассматриваемых автоколебаний. Еще более эффектный результат получен при вариации положения экрана (рис. 5) при фиксированном размере внутреннего отверстия $r_1/r_a = 4,0$. Полное подавление колебаний при $x_3/x_n \approx 0,33$ и немонотонное изменение амплитуды с увеличением x_3 , обусловленное дифракционными эффектами, убедительно подтверждают высказанное суждение о роли внешней акустической волны.

Проанализируем теперь результаты опытов [1], где авторы «делают попытку показать, что не она (внешняя акустическая связь — примечание автора настоящей работы) играет главную роль в возникновении нестационарного течения в ударном слое». Для этой цели они, выбрав режим истечения струи ($M_a = 2,0$, $n = 6,52$), на котором в некотором диапазоне x_n существуют автоколебания, начинают затем обдувать ее сверхзвуковым потоком с $M_\infty = 2,365$. В диапазоне $7,2 \leq x_n/r_a < 10,2$ регистрируют сильные периодические колебания с частотами, близкими к ожидаемым. Так как в условиях сверхзвукового внешнего обдува акустические волны не могут распространяться от преграды к соплу по внешней части границы струи, а колебания есть, авторы делают вывод, что внешняя акустическая волна как механизм обратной связи несущественна для возникновения и поддержания тех автоколебаний, о которых они говорят в начале своей работы. На первый взгляд логика авторов безупречна. Однако есть ряд обстоятельств, на которые следует обратить внимание.

На рис. 2 в [1] представлены тепловизионные фотоснимки и схемы течения двух струй: без спутного потока ($M_a = 2,0$, $n = 6,52$ — рис. 2, а) и со сверхзвуковым спутным потоком ($M_a = 2,0$, $n = 1,74$ — рис. 2, б). Нетрудно видеть, что это две различные струи — два разных течения. А известно, что устойчивость любого течения однозначно определяется при прочих равных (краевых) условиях его гидродинамической структурой. Факт же совпадения частот колебаний в этих двух случаях является необходимым, но недостаточным условием идентичности автоколебаний по механизму их возбуждения. Например, при втекании в полуоткрытую трубу как сверхзвуковой нерасчетной, так и дозвуковой струи возникают автоколебания близкой частоты $f \approx a/4L_1$ (L_1 — длина трубы). Однако природа их совершенно различна.

Сопоставим результаты [1] с результатами [7, 8] по областям существования колебаний. На рис. 6 представлены области существования колебаний в обычно употребляемых координатах $x_n - n$ для условий эксперимента [1]: $M_a = 2,0$, $r_n/r_a = 2,8$. Сплошная замкнутая кривая ограничивает область существования колебаний, полученную в [8], штриховая — в [7], отрезок вертикальной сплошной линии ($n = 1,74$; $7,2 \leq x_n/r_a < 10,2$) обозначает диапазон расстояний сопло — преграда, в котором авторы [1] зарегистрировали колебания. Сопоставление представленных на рис. 6 результатов свидетельствует, что колебания, зарегистрированные в [1], не попадают в область существования автоколебаний [7, 8] в струе с преградой без спутного потока. Колебания, зарегистрированные в [1] и изученные в [3—8], имеют различную физическую природу. Позитивный результат [1] состоит в следующем: экспериментально установлено, что сверхзвуковая слабо недорасширенная струя (практически отсутствует диск Маха) при натекании на плоскую преграду возбуждает в некотором диапазоне расстояний сопло — преграда автоколебания, для которых внешняя акустическая связь несущественна.

ЛИТЕРАТУРА

1. Горшков Г. Ф., Усков В. Н., Ушаков А. П. Автоколебательный режим взаимодействия недорасширенной струи с преградой при наличии сверхзвукового спутного потока // ПМТФ.— 1991.— № 4.
2. Powell A. The sound producing oscillations of round underexpanded jets impinging on normal plates // J. Acoust. Soc. Am.— 1988.— V. 83, N 2.
3. Глазнев В. Н., Демин В. С., Желтухин Н. А. К теории струйного генератора Гартмана // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук.— 1973.— № 13, вып. 3.
4. Глазнев В. Н., Демин В. С. Полуэмпирическая теория генерации дискретных тонов сверхзвуковой недорасширенной струей, натекающей на преграду // ПМТФ.— 1976.— № 6.
5. Глазнев В. Н. К полуэмпирической теории генерации дискретных тонов сверхзвуковой недорасширенной струей, натекающей на преграду // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1981.— № 6.
6. Глазнев В. Н. Автоколебания при истечении сверхзвуковых нерасчетных струй // Моделирование в механике: Сб. науч. тр.— Новосибирск, 1987.— Т. 1, № 6.
7. Набережная Г. В., Нестеров Ю. Н. Неустойчивое взаимодействие расширяющейся сверхзвуковой струи с преградой // Тр. ЦАГИ.— 1976.— Вып. 1765.
8. Солотчин А. В. О неустойчивости сверхзвуковой недорасширенной струи, натекающей на преграду // Газодинамика и акустика струйных течений.— Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1979.

г. Новосибирск

Поступила 23/III 1990 г.

УДК 534.2

М. А. Гузев

К ТЕОРИИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОЛНОВЫХ ФРОНТОВ В НЕЛИНЕЙНЫХ СЛОИСТЫХ СРЕДАХ

В [1—3] обсуждалась задача о распространении волнового фронта — ударной волны или разрыва (по терминологии [2]) — в слоистых средах. Для линейной среды в [3] вычислены скорость распространения и амплитуда фронта. В данной работе находятся скорость распространения и амплитуда волнового фронта в нелинейной слоистой среде.

Рассматривается краевая задача для нелинейного волнового уравнения. Во многих случаях оказывается удобным свести краевую задачу к задаче с начальными условиями, поскольку такой переход может быть полезен для численного решения и является необходимым при статистическом анализе, так как задача с начальными данными обладает свойством динамической причинности, которое требуется для построения статистической теории. С этой целью часто используется метод инвариантного погружения (МИП).

Согласно общей идее МИП решение определяется из системы уравнений погружения, эвристический рецепт получения которых сводится к следующему: допустим, что задача характеризуется параметром и допускает точное решение при некотором его начальном значении. Тогда, варьируя по параметру, можно перейти от простой (точно решаемой) задачи к рассматриваемой, что связано с причинностью уравнений инвариантного погружения по варьируемому параметру: решение определяется лишь предыдущими значениями параметра и не зависит от последующих. Этот рецепт обсуждался и использовался для конкретных расчетов в разных задачах теории распространения волн [3—5], теории рассеяния [6—8]. Ниже получены уравнения погружения для нестационарной задачи о распространении волны в нелинейной слоистой среде. В дальнейшем эти уравнения используются для вычисления скорости распространения и амплитуды волнового фронта.

Пусть слой среды занимает часть пространства ($L_0 \leq x \leq L$), на который справа падает плоская волна $\varphi = \varphi(x - L + t)$, взаимодействующая со средой, так что в области $x > L$ возникает отраженная волна $R(x - L - t)$, а волновое поле $u(x, t) = \varphi(x - L + t) + R(x - L - t)$. В слое поле $u = u(x, t)$ определяется решением уравнения

$$(1) \quad u_{tt} - u_{xx} = F_{tt}, \quad F = F(x, u) = \varepsilon(x, u)u,$$

в котором $\varepsilon = \varepsilon(x, u)$ описывает свойства среды и самовоздействие поля (индексами здесь и далее обозначаются частные производные по соответствующим аргументам). Уравнение (1) возникает, например, при описании электрического поля электромагнитной волны, падающей из ваку-