

## МЕХАНИЗМ РАССЛОЕНИЯ ТУРБУЛЕНТНОГО ТЕПЛООБМЕНА В ЗВУКОВОМ ПОЛЕ ПРИ ВРАЩАТЕЛЬНОЙ АНИЗОТРОПИИ ТЕЧЕНИЯ

*В.Н.Зайковский, В.М.Трофимов*

*Институт теоретической и прикладной механики СО РАН  
630090 Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 4 декабря 1996 г.

Установлено, что расслоение коэффициентов интенсивности теплообмена на  $n$  дискретных уровнях, обнаруженное ранее в турбулентном течении с поворотом сверхзвукового потока, описывается формулой  $\alpha_n^2/\alpha_1^2 = 2^{n-1}$ ,  $n = 1, 2, 3, \dots$ . Обнаружено, что соотношение измеренных амплитуд дискретных составляющих спектра пульсаций давления имеет аналогичный вид и соответствует полю давлений мультиполюльных источников. Выделение дискретных частот мощного акустического излучения внешнего потока, как можно ожидать, происходит под действием резонансов с излучением ориентированных в поле вращательной анизотропии мультиполей турбулентных вихрей аналогично акустическому парамагнитному резонансу.

PACS: 47.27.-i

Два года назад было теоретически предсказано [1] и через год экспериментально обнаружено [2], что асимметрия молекул газа и/или соответствующее возбуждение их вращательных степеней свободы по меньшей мере существенно влияют на переход к турбулентности в течениях газов. В качестве возможного пути, ведущего к асимметрии (в случае сферической симметрии потенциалов взаимодействия молекул), предлагается квантовый механизм [1]. Введение асимметрии в феноменологию развитой турбулентности [3] позволяет описывать ее как активную систему с диффузией, способную к генерации внутренней структуры [4]. Особый интерес представляют акустические взаимодействия с развитой турбулентностью в условиях существенной вращательной анизотропии (потери отражательной симметрии) течения, так как асимметрия напряженного состояния такой среды приводит к качественно иному влиянию акустики на процессы переноса импульса и тепла [5, 6].

Акустические (вихревые) течения и обусловленный ими теплообмен вблизи различного рода препятствий обычно устанавливаются не сразу, а развиваются постепенно до тех пор, пока торможение за счет вязкости среды не скомпенсирует увеличение их скорости под действием звука. Масштаб течения определяется толщиной акустического пограничного слоя  $\delta = (\nu/\omega)^{1/2}$  ( $\nu$  – коэффициент кинематической вязкости,  $\omega$  – круговая частота звука).

В данной работе найден механизм расслоения турбулентного теплообмена на дискретные уровни, соответствующий таким взаимодействиям акустических полей турбулентных вихрей с излучением дискретных токов внешнего потока, при которых время установления акустических течений было настолько малым, что вблизи поверхности теплообмена реализовывались, сменяя друг друга случайным образом, несколько (3–7) вихревых акустического происхождения мод.

Эксперименты проводились на газодинамической РД-установке (ИТПМ СО РАН), с расходами воздуха до 10 кг/с. Измерялись распределения коэф-

коэффициентов интенсивности теплообмена, давления и пульсаций давления на стенках сверхзвукового канала в зависимости от положения его оси относительно входного дозвукового потока газа. В полузамкнутом объеме последнего возбуждались собственные акустические колебания, которые затем взаимодействовали с акустическими полями турбулентных вихрей в пограничном слое сверхзвукового канала.

Основная схема эксперимента и методики измерений приведены в [5, 6]. В данной работе получены новые данные, которые позволили выявить механизм, приводящий к расслоению теплообмена.

Газ (воздух), проходящий через входной канал 1 (рис.1а), поступает в полузамкнутую полость 2 и далее на вход второго канала 3, имеющего форму конического сопла Лавала. Диаметр критического сечения – 38.4 мм. Положение сопла 3 варьировалось изменением угла  $\beta$ , скорость потока на входе в него – изменением числа Маха истекающей из канала 1 струи  $M_1$ . Измерения проводились вдоль образующих сопла 3 с наветренной и подветренной сторон, что достигалось поворотом относительно его оси на  $180^\circ$ .

В зависимости от величин  $M_1$  и  $\beta$  наблюдаются три режима теплообмена на образующей сопла 3 (датчики температуры 4). Первый (рис.1а) соответствует обычному режиму турбулентного теплообмена в сверхзвуковом канале (кривая здесь и далее на рисунках – расчет по [7]). Второй тип (рис.1б,с) отражает результат влияния нестационарных процессов, обусловленных неустойчивостью крупномасштабных вторичных вихревых течений, взаимодействующих, в свою очередь, с акустическим полем входной части сопла 3. Этот вид теплообмена имеет типичный нестационарный и нерегулярный характер, выражающийся в хаотическом разбросе значений коэффициентов теплообмена, ширина интервала которого возрастает с увеличением  $M_1$ . Третий режим, впервые обнаруженный в [5], характеризуется четко наблюдаемой упорядоченностью коэффициентов теплообмена  $\alpha_n$ , распределяющихся с разной вероятностью на нескольких уровнях  $n$  (рис.1д), и отношением  $\alpha_n^2/\alpha_1^2$  ( $n = 1, 2, 3, \dots$ ) как целых чисел.

Простой анализ указывает на связь квадратов коэффициентов  $\alpha_n^2$  с акустической природой частотными характеристиками  $\omega_n$ . Действительно, принимая оценки тепловых потоков в виде  $q = \lambda_t \Delta T / \Delta l = \alpha \Delta T$  (здесь  $\lambda_t$  – коэффициент теплопроводности турбулентной среды вблизи стенки,  $\Delta T$  – разность температуры) и полагая, что  $\Delta l \approx \delta$ , получаем

$$\alpha^2 \approx \lambda_t^2 / \delta^2 = \frac{\lambda_t^2}{\nu} \omega \quad \text{или} \quad \alpha^2 \sim \omega.$$

Измерения пульсаций давления на стенке канала 3 (рис.1а) в сечениях 5 выявили соответственно: для первого режима – отсутствие больших по амплитуде колебаний, для второго – близкое к случайному распределение амплитуд пульсаций давления (рис.2а) и линейчатый спектр амплитуды пульсаций давления на третьем режиме (рис.2б), качественно коррелирующий с распределением вероятностей  $\alpha_n$  [5]. Частотный спектр пульсаций давления характеризуется несколькими максимумами вблизи частот 0.05; 0.1; 0.2; 0.4; 0.8; 1.6; 3.2 кГц. Нормируя их на минимальную из частот, получаем соотношения

$$c^0 : c^1 : c^2 : c^3 : c^4 : c^5, \quad \text{где} \quad c = 2,$$

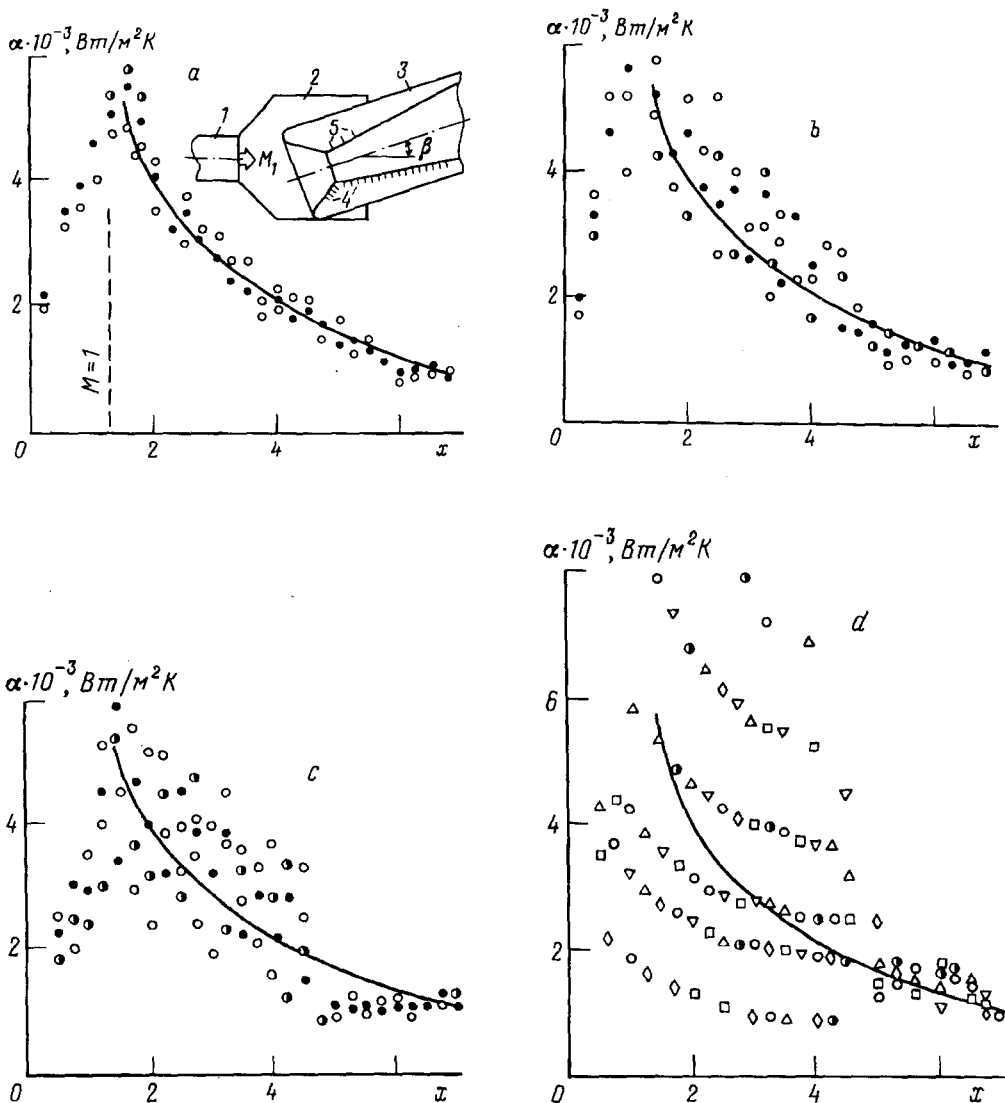


Рис.1. Распределение коэффициентов интенсивности теплообмена вдоль образующей сопла  $\alpha = -X/R^*$  ( $R^*$  – радиус критического сечения сопла): а –  $M_1 \approx 0$ ,  $\beta = 0^\circ$ ; б –  $M_1 = 0.18$ ,  $\beta = 0^\circ$ ; в –  $M_1 = 0.35$ ,  $\beta = 0^\circ$ ; г –  $M_1 = 0.35$ ,  $\beta = 20^\circ$

характерные для относительного порядка величин, входящего в сумму слагаемых тензора напряжений в выражении связи его с полем давления мультиполя [8], когда  $c = \omega r/a_0$  (где  $r$  – расстояние до мультиполя).

В то же время, отношения  $a_n^2/a_1^2$ , как показал анализ данных, с точностью (0.5–10.0)% описываются формулой

$$\alpha_n^2/\alpha_1^2 = 2^{n-1}, \quad n = 1, 2, 3, \dots,$$

прямо указывающей на связь структурных уровней теплообмена  $\alpha_n$  с полем давлений мультиполюльных источников.

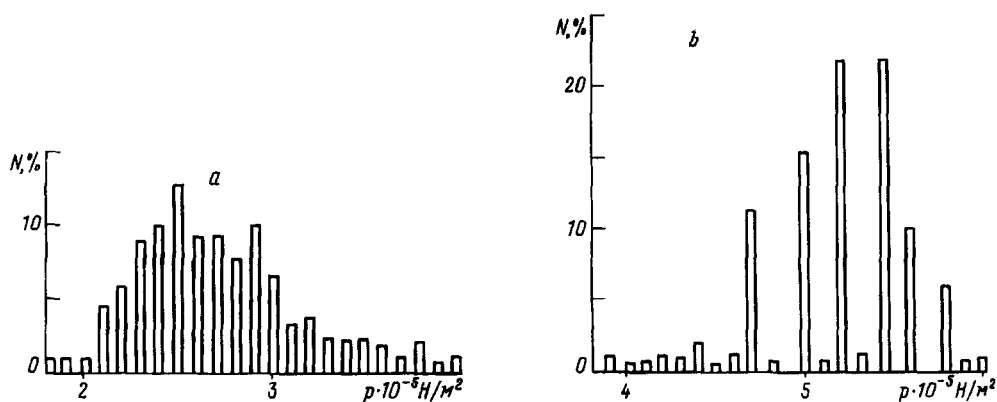


Рис.2. Спектры амплитуды пульсаций давления  $p$  ( $N$  – процентное содержание данной амплитуды давления в выборке):  $a \sim M_1 = 0.35, \beta = 0^\circ$ ;  $b - M_1 = 0.35, \beta = 20^\circ$

Известно, что для расчета звукового излучения струй турбулентные вихри рассматривают как распределение квадрупольей [9]. Неизвестным являлось такое взаимодействие акустического излучения вихрей с внешними полями дискретных токов, которое приводило бы к обратному влиянию на процессы переноса тепла, так как излучение вихрей (дальнее поле) имеет слишком слабую энергию.

Для качественного рассмотрения такого рода механизма запишем основное уравнение теории аэродинамического шума [9]:

$$\partial^2 \rho / \partial t^2 - a_0^2 \Delta \rho = \partial^2 T_{ij} / \partial x_i \partial x_j, \quad (1)$$

которое описывает процесс генерации звукового поля (левая часть (1), где  $a_0$  – скорость звука) под действием непрерывно распределенных акустических квадрупольей интенсивностью  $T_{ij}$  (равной компонентам тензора напряжений элемента среды). Здесь тензор напряжений имеет вид

$$T_{ij} = \rho v_i v_j + p_{ij} - a_0^2 \rho \delta_{ij}. \quad (2)$$

Последний член в правой части отражает перенос импульса, связанный с "акустическим" приближением.

Ввиду существенной вращательной анизотропии течения вследствие поворота канала относительно направления входного потока используем описание турбулентного движения как неравновесного по внутренним моментам импульсов энергосодержащих вихрей [3,4]. Тогда выражение (2) можно представить в виде

$$T_{ij} = \tau_{ij} + \pi_{ij}^+ + \pi_{ij}^-,$$

где  $\tau_{ij}$  – симметричная часть тензора, включающая перенос импульса, вызванный членами правой части (2) за вычетом флуктуационного способа переноса;  $\pi_{ij}^+, \pi_{ij}^-$  – соответственно симметричная и антисимметричная части тензора напряжений Рейнольдса. Антисимметричная часть тензора появляется вследствие преимущественной ориентации векторов собственных моментов импульсов энергосодержащих вихрей в поле вращательной анизотропии. Уравнение (1)

примет вид

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - \alpha_0^2 \Delta \rho = \frac{\partial^2 \tau_{ij}}{\partial x_i \partial x_j} + \frac{\partial^2 \pi_{ij}^+}{\partial x_i \partial x_j} + \frac{\partial^2 \pi_{ij}^-}{\partial x_i \partial x_j}. \quad (3)$$

Здесь антисимметричную часть тензора можно представить в виде  $\pi_{ij}^- = \frac{1}{2} \epsilon_{ijl} M_l$  ( $\epsilon_{ijl}$  – тензор Леви-Чевита,  $M_l$  – аксиальный вектор). В правой части (3) стоят три источниковых члена, последний из которых способен участвовать во взаимодействиях с внешним акустическим полем, подобных акустическому парамагнитному резонансу (АПР), если собственные моменты импульсов турбулентных вихрей (а следовательно, и соответствующие поля квадрупольей) ориентированы в поле поворота потока при  $\beta \neq 0$ . В [6] приведена оценка масштабов турбулентных вихрей для рассматриваемого течения и найдено соответственно их величин частоте внешнего акустического поля, необходимое для того, чтобы вызвать аналогичное АПР взаимодействие.

Заметим, что другое обнаруженное в магнитной гидродинамике свойство турбулентности генерировать и поддерживать крупномасштабные магнитные поля ( $\alpha$ -эффект [10]) позже было найдено в гидродинамике конвективных сред, находящихся в поле силы Кориолиса [11,12]. В последнем случае она генерирует крупномасштабные вихревые структуры и называется спиральной турбулентностью. Как оказалось [4], причины появления спиральности и связанной с ней потери симметрии тензора напряжений вызваны также нарушением равновесия между собственными моментами импульсов энергосодержащих турбулентных вихрей и наблюдаемыми моментами импульсов среды в поле вращательной анизотропии течения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 96-02-19500).

1. A.Muriel and M.Dresden, *Physica D* **81**, 221 (1995).
2. О.А.Нерушев, С.А.Новопашин, *Письма в ЖЭТФ* **64**, 43 (1996).
3. Y.A.Berezin and V.M.Trofimov, *Continuum Mech. Thermodyn.* **7**, 415 (1995).
4. Ю.А.Березин, В.М.Трофимов, *Изв. РАН МЖГ* **1**, 47 (1996).
5. В.Н.Зайковский, В.М.Трофимов, *Письма в ЖЭТФ* **61**, 627 (1995).
6. В.Н.Зайковский, В.М.Трофимов, *ТВТ* **34**, 413 (1996).
7. С.С.Кутателадзе, А.И.Леонтьев, *Тепло-массообмен и трение в турбулентном пограничном слое*, М.: Энергия, 1972.
8. Е.Скучик, *Основы акустики*, т.2, пер. с англ., М.: Мир, 1976.
9. M.J.Lighthill, *AIAA J.* **1**, 1507 (1963).
10. Ф.Краузе, К.Х.Рэдлер, *Магнитная гидродинамика средних полей и теория динамо*, пер. с англ., М.: Мир, 1984.
11. С.С.Моисеев, П.Б.Руткевич, А.В.Тур, В.В.Яновский, *ЖЭТФ* **95**, 144 (1988).
12. P.L.Sulem, Z.S.She, H.Scholl et al., *Mech.* **205**, 341 (1989).