

УДК 536.24

ВЛИЯНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЗМУЩЕНИЙ НА СВОБОДНО-КОНВЕКТИВНОЕ ТЕЧЕНИЕ

А. Н. Голованов

Томский государственный университет, 634050 Томск

E-mail: fire@fire.tsu.tomsk.su

Экспериментально исследовано газодинамическое течение газа в осесимметричной конвективной струе. Показано, что при числах Грасгофа $Gr = (0,4 \div 2,0) \cdot 10^6$ течение в струе автомодельное. Акустические колебания, направленные перпендикулярно оси симметрии, трансформируют профили течения газа, при этом могут появиться два максимума температуры, расположенные не на оси. Полученные результаты свидетельствуют о зарождении неустойчивости течения в высокоградиентных областях.

Ключевые слова: струя, свободно-конвективное течение, акустические возмущения.

Введение. Свободная (естественная) конвекция возникает в случае, когда нагретый объект помещен в жидкость или газ, плотность которых изменяется в зависимости от температуры [1]. Свободно-конвективные течения изучаются применительно к задачам теплоэнергетики, химической технологии, климатологии, экологии и других областей науки и техники [2–4].

Для большинства течений различие интенсивностей ламинарного и турбулентного переносов велико. Возникновение турбулентности нередко обусловлено восприимчивостью и чувствительностью ламинарного течения к воздействию малых возмущений, источником которых могут служить вибрация, акустические колебания, пульсации внешних потоков, колебания тепловыделения нагретой поверхности [2]. Возмущения могут вноситься в поток в любом месте и в различные моменты времени, возрастать или убывать по амплитуде под действием выталкивающей силы, сил давления и трения или затухать.

Экспериментальные и теоретические исследования показывают, что свободно-конвективные течения восприимчивы к воздействию малых возмущений. Наблюдаются типичные для таких процессов искажения термогазодинамических профилей, образование волн типа волн Толлмина — Шлихтинга, возникновение неустойчивости, переход и турбулизация течения [2]. Наиболее подробно эти процессы исследованы для течения газа в пограничных слоях на пластинах и при отрыве потока [5–9].

Целью данной работы является изучение профилей параметров газа в осесимметричной струе от стационарного источника нагрева с плоской поверхностью в присутствии акустических колебаний.

Звуковые волны генерировались в направлении, перпендикулярном оси симметрии струи.

1. Объект исследования и методика проведения экспериментов. Свободно-конвективная струя в открытом пространстве без боковых стенок формировалась с помощью стационарного источника тепла (электрическая плитка), выполненного в форме цилиндрического диска (рис. 1). Внутри диска размещались электрические нагревательные элементы. С целью выравнивания профилей температуры T_w , плотности теплового потока q_w и создания однородного нагрева на поверхности диска устанавливалась

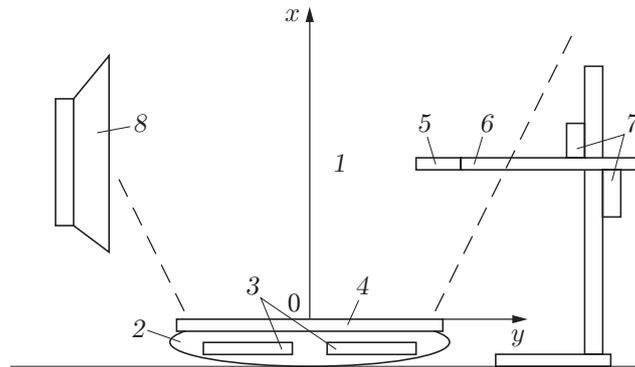


Рис. 1. Схема эксперимента:

1 — струя; 2 — электрическая плитка; 3 — нагревательные элементы; 4 — медная пластина; 5 — датчик; 6 — штанга; 7 — координатник; 8 — динамик

медная пластина диаметром 0,19 м. Толщина пластины (1 см) выбиралась из условий $(T_w - T_{w0})/T_{w0} < 0,01$, $(q_w - q_{w0})/q_{w0} < 0,01$, где T_{w0} , q_{w0} — температура и плотность теплового потока в центре пластины.

В ходе экспериментов измерялись температура T и скорости u , v вдоль координат x , y , плотность теплового потока q_w вдоль оси y с помощью хромель-алюмелевой термопары с диаметром спая 0,2 мм, термоанемометра и датчика теплового потока по методике, изложенной в работе [11]. Пульсации температуры газа T' измерялись термоанемометром с платиновой нитью диаметром 20 мкм. При этом для измерения высокочастотной составляющей скорости потока использовался уравнивающий преобразователь в обратной цепи термоанемометра [12, 13]. Кроме того, пульсации температуры и скорости газа разделялись с помощью тарировки термоанемометра и микротермопары, совмещенной с ним. Датчик помещался в ламинарный поток воздуха, генерируемый малотурбулентной аэродинамической трубой МТ-324. Ламинарный поток воздуха нагревался до фиксированной температуры, после чего проводилась тарировка датчика по скорости. Затем задавалась другая температура потока и вновь проводилась тарировка и т. д. Такой способ аналогичен методу коррекции, применяемому для уменьшения температурной погрешности термоанемометра, когда вблизи основного термопреобразователя размещается такой же терморезистор, не обтекаемый потоком [12].

Датчики для измерений T , q , u , v (см. рис. 1) жестко крепились к штанге, связанной с передвижным координатником (цена делений шкал $0x$, $0y$ — 1 мм), и помещались в рабочую часть конвективной струи.

Конструкция зондов выбиралась таким образом, чтобы обеспечивалось минимальное воздействие на параметры конвективной струи. Диаметр керамической штанги (см. рис. 1), которая представляла собой электротермоизолятор, варьировался в пределах $2 \div 8$ мм, при этом различий в показаниях датчиков не наблюдалось. Зонд вводился в струю со стороны невозмущенной окружающей среды вращением барабанов координатника. Время регистрации параметров струи в контрольной точке составляло $10 \div 15$ с. Полученные результаты для подтверждения достоверности сравнивались с известными данными.

Перпендикулярные направлению конвективного потока акустические колебания возбуждались динамиком и задавались генератором типа ГЗ. Суммарные погрешности определения параметров составляли: $\delta T \leq 4,5 \%$, $\delta u = \delta v \leq 9 \%$, $\delta q \leq 10 \%$. Доверительные интервалы рассчитывались по результатам 3–5 опытов с доверительной вероятностью 0,95.

2. Результаты измерений профилей температуры и скорости. На рис. 2 представлены профили температуры, а в таблице — скорости газа в отсутствие акустических колебаний. Сплошные линии на рис. 2–4 — аппроксимации полиномом четвертой степени. Погрешность аппроксимации не превышала 4,2 %. Видно, что температура газа имеет максимальные значения вблизи поверхности теплового источника, далее вниз по потоку она уменьшается и начиная с сечения $x = 0,05$ м принимает значения, близкие к постоянным (кривая 4 на рис. 2), что обусловлено поступлением холодного газа из окружающей среды через боковую поверхность конвективной струи и образованием общего течения. Начиная с координаты $x = 0,08$ м температура вдоль оси симметрии уменьшается по степенному закону $T_0 - T_\infty = Nx^n$ [2], где $N = 1,51$, $n = -1$, что означает переход к автомодельной области течения.

Обработка данных проводилась в автомодельных переменных [2] $\eta = (y/x) \sqrt[4]{Gr(x)}$, $Gr(x) = g\beta x^3(T_0 - T_\infty)/\nu$, $\Phi(\eta) = (T - T_\infty)/(T_0 - T_\infty)$, $f'/\eta = ux/\sqrt[4]{Gr(x)}$, где $f' = \partial f/\partial n$; f — функция тока. Результаты такой обработки показаны на рис. 3 (разные точки соответствуют данным, полученным в разных сериях экспериментов при одних и тех же условиях). Видно, что в автомодельной области течения газа результаты расчетов и экспериментальные данные удовлетворительно согласуются.

На рис. 4 показаны некоторые результаты измерений температуры газа при воздействии на конвективную струю акустических колебаний. Видно, что акустические колебания трансформируют течение газа в конвективной струе. Кроме того, в пограничной области появляется два температурных максимума, причем величина дальнего (по отношению к источнику звука) максимума больше. Это различие наиболее отчетливо проявляется при

$y, \text{ м}$	$u, \text{ м/с}$	
	$T = 344 \text{ К}, x = 0,03 \text{ м}$	$T = 320 \text{ К}, x = 0,08 \text{ м}$
0	3,72	2,96
0,03	4,61	4,77
0,06	5,07	4,55

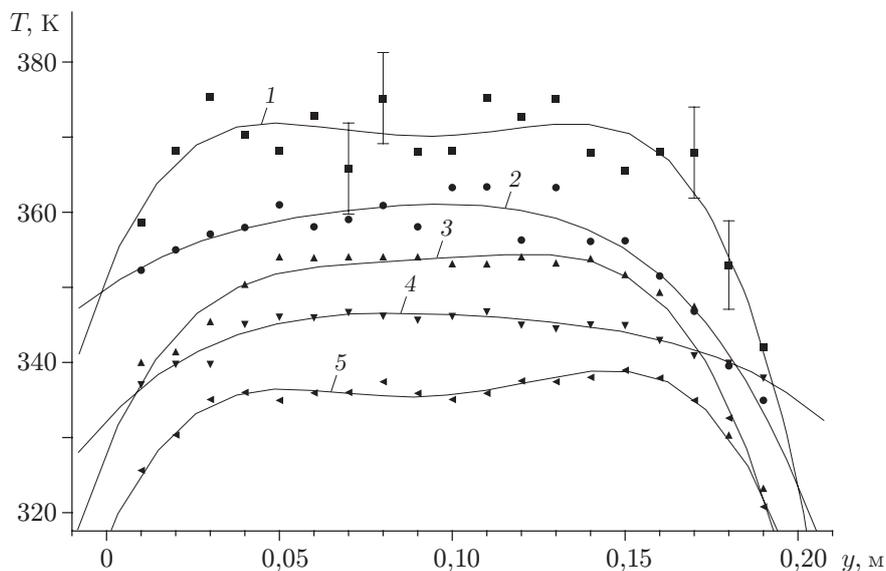


Рис. 2. Профили температуры газа в струе в различных сечениях:
 1 — $x = 0,01$ м; 2 — $x = 0,03$ м; 3 — $x = 0,04$ м; 4 — $x = 0,08$ м; 5 — $x = 0,12$ м

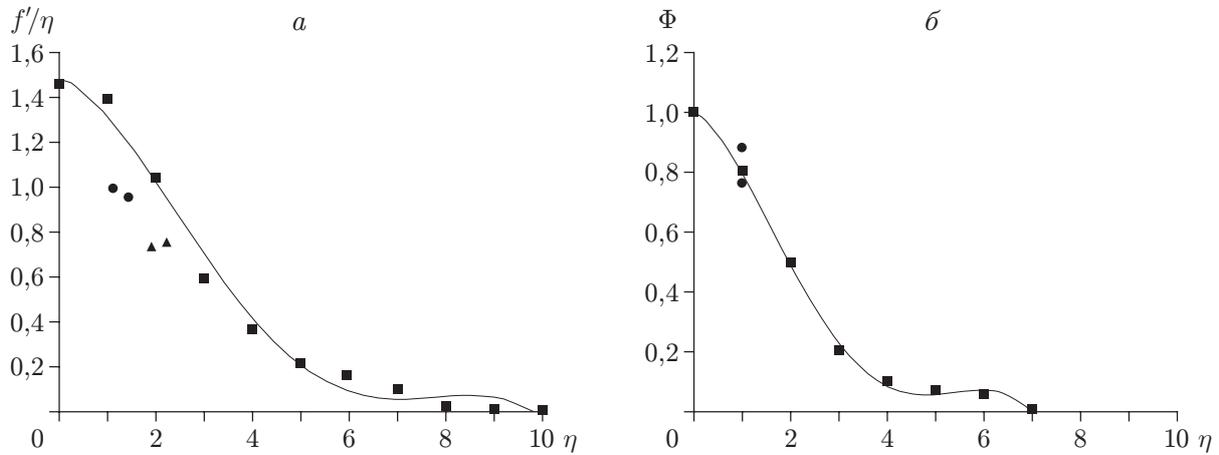


Рис. 3. Скорость (а) и температура (б) газа в автомоделных переменных: сплошные линии — расчет по теории [2] для осесимметричного вертикального течения с точечным источником нагрева; точки — результаты экспериментов

$\nu = 15 \div 300$ Гц на небольших расстояниях от источника нагрева $x = 0,01 \div 0,03$ м (см. рис. 2, 4).

3. Механизм взаимодействия акустических колебаний с полем течения газа в конвективной струе. В работе [14] рассматривается течение жидкости в цилиндрическом канале при воздействии высокочастотных колебаний $H \gg 1$ (H^2 — отношение нестационарной (колебательной) силы к вязким силам). При этом глубина, на которой проявляется действие вязких сил, много меньше размера тела, завихренность сосредоточена в тонком слое возле стенок (что приводит к уменьшению сил инерции вблизи стенок канала), а градиент давления $\partial p/\partial x$ одинаков для всех точек сечения канала. Поэтому пристенное течение реагирует на изменение давления быстрее, чем течение на оси. В [14] показано, что максимумы скорости и температуры жидкости смещаются от оси симметрии к стенке. Такое смещение максимумов параметров течения называется анулярным эффектом Ричардсона [14].

Полученное в данной работе смещение максимума профиля параметров в конвективной струе при воздействии на эту струю акустических колебаний в направлении, перпендикулярном ей, подобно анулярному эффекту Ричардсона. Согласно теории Рэлея — Толлмина гидродинамическая неустойчивость возникает и нарастает в точках перегиба профилей скорости [15], т. е. в точках, где градиент скорости максимален. В конвективной струе точки перегиба профилей скорости как раз и расположены в точках максимума. Проведены расчеты спектральных плотностей C_{kT} пульсаций температуры T' в ближней и дальней точках перегиба профилей, соответствующих частотам $\nu = 15, 100$ Гц, по формуле

$$C_{kT} = \sqrt{\left(\Delta t \sum_{i=1}^k \frac{T'}{T} \cos(2\pi\nu\Delta ti)\right)^2 + \left(\Delta t \sum_{i=1}^k \frac{T'}{T} \sin(2\pi\nu\Delta ti)\right)^2}$$

при $\Delta t = 0,005$ с; $k = 100$. Результаты расчетов: $C_{kT} = 0,41; 0,39$ при $\nu = 15$ Гц и $C_{kT} = 0,33; 0,37$ при $\nu = 100$ Гц.

Спектральный анализ показывает, что колебания с частотой $\nu = 15, 100$ Гц дают значительный вклад в энергию турбулентных пульсаций в точках перегиба профилей течения. Акустические колебания с частотой $\nu = 15, 100$ Гц интенсифицируют колебания

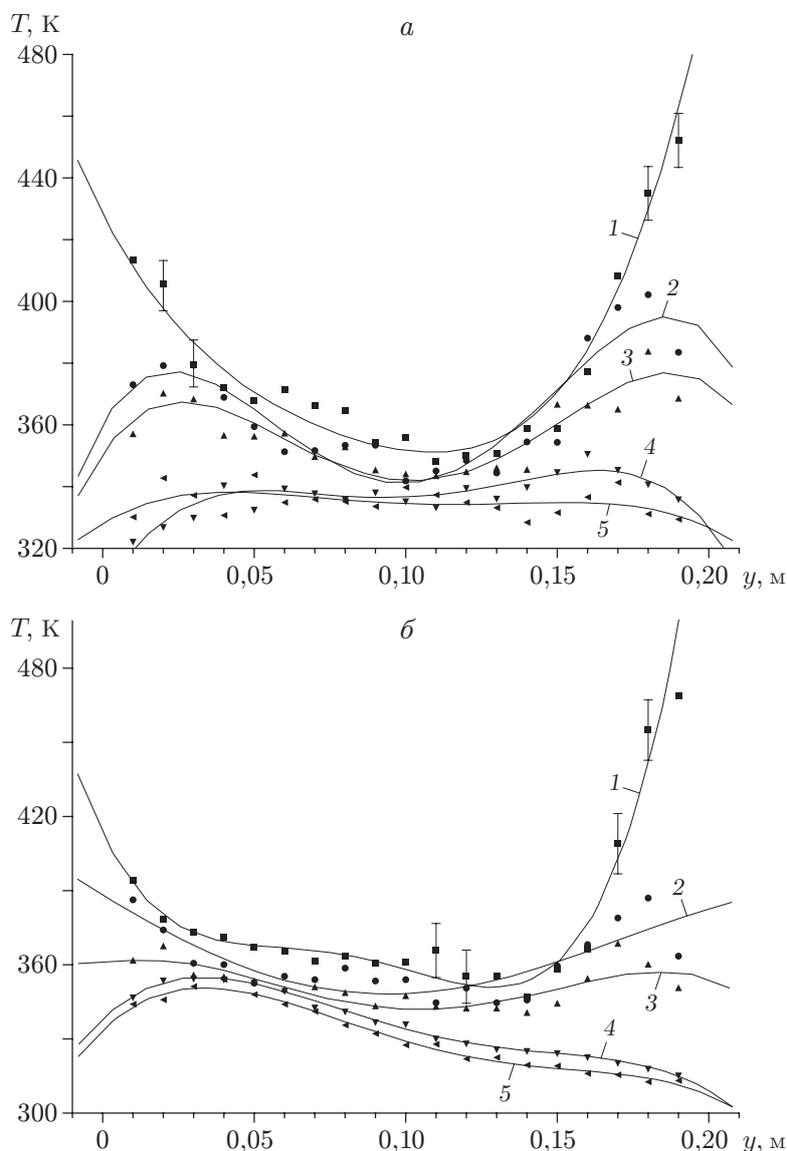


Рис. 4. Профили температуры газа в струе при воздействии акустических колебаний с различной частотой:
 а — $\nu = 15$ Гц; б — $\nu = 100$ Гц (обозначения те же, что на рис. 2)

частиц, т. е. происходит резонансное сложение амплитуд колебаний газа. Перпендикулярные потоку колебания газа в звуковой волне коррелируют с пульсациями газа в точках перегиба профилей течения. По результатам измерения пульсаций температуры в этих точках рассчитывалась корреляционная функция

$$R_{T,\nu} = \frac{\sum_{i=1}^k T_i^1 \cos(2\pi\nu\Delta ti)}{\left(\sqrt{\sum_{i=1}^k T_i'^2} \sqrt{\sum_{i=1}^k \cos^2(2\pi\nu\Delta ti)} \right)}.$$

В ближней и дальней точках максимумов (рис. 5) $R_{T,\nu} = 0,31; 0,29$ соответственно при $\nu = 15$ Гц и $R_{T,\nu} = 0,34; 0,22$ при $\nu = 100$ Гц. Следовательно, взаимодействие акустических колебаний с пульсациями газа имеет резонансный характер. В высокоградиентных зонах происходит зарождение неустойчивости, образующиеся вихри (см. рис. 5) выносят

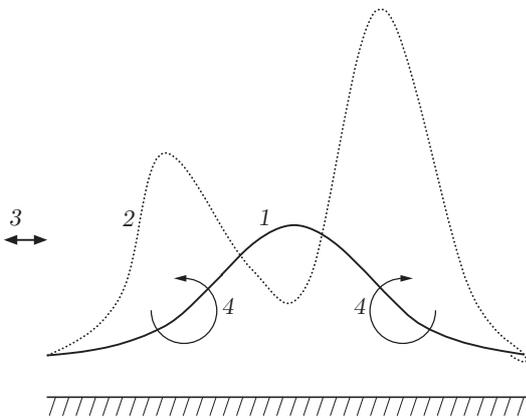


Рис. 5

Рис. 5. Механизм зарождения неустойчивости течения газа:

1 — схематическое изображение профиля температуры в отсутствие звуковых колебаний; 2 — то же при воздействии звуковых колебаний; 3 — направление пульсаций газа; 4 — вихри

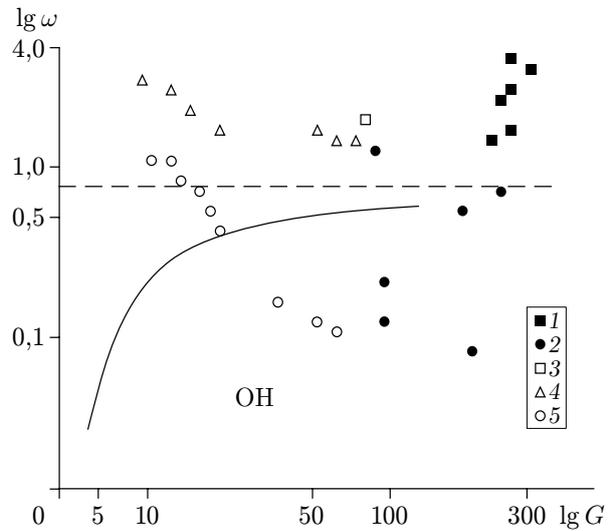


Рис. 6

Рис. 6. Диаграмма устойчивости течения:

сплошная линия — результаты расчетов [2]; точки — экспериментальные данные (1, 2 — данные работы [2] для конвективной струи с вибрационными возмущениями источника нагрева; 3–5 — результаты настоящей работы); штриховая линия — предел невязкой неустойчивости; ОН — область неустойчивости

газ из более нагретых центральных областей к периферии, температура в этих зонах повышается. Дальний максимум температуры должен быть больше ближнего максимума, так как для дальнего максимума температур происходит сложение амплитуд акустических колебаний относительно холодного газа в звуковой волне с пульсациями газа, а для ближнего максимума складываются амплитуды звуковых колебаний газа, нагретого в приосевом участке струи. Предложенный механизм взаимодействия акустических колебаний с зарождающимися вихрями в точках перегиба профилей течения газа в конвективной струе объясняет появление двух максимумов температуры.

На рис. 6 результаты проведенных экспериментов нанесены на диаграмму устойчивости, полученную в работе [2] из решения уравнений Орра — Зоммерфельда для амплитудных функций возмущений [16] плоского факела в переменных $G = 4(Gr/4)^{1/4}$, $\omega = 32\nu\rho x^3/(G^3\mu)$, где ρ , μ — плотность и динамическая вязкость газа. Диаграмма устойчивости описывает траекторию движения возмущения с постоянной частотой ν и позволяет определить изменение амплитуды возмущения при его движении вниз по потоку, т. е. при увеличении x (или G). Нейтральная кривая разделяет области демпфирования и усиления возмущений в потоке. При малых значениях G возмущения демпфируются. Область демпфирования отделена от области усиливающихся возмущений нейтральной кривой. Видно, что основное течение в конвективной струе усиливает акустические колебания, частота которых не превышает некоторого предельного значения, но все они, смещаясь вниз по потоку, в результате затухают, что подтверждается непосредственными измерениями и не противоречит предложенному механизму взаимодействия акустических колебаний с течением газа.

Заключение. Впервые экспериментально исследована восприимчивость конвективного течения от стационарного осесимметричного теплового источника к воздействию акустических колебаний, направленных перпендикулярно восходящему потоку, в диапазоне частот $\nu = 15 \div 1500$ Гц.

Показано, что акустические колебания трансформируют профили течения газа в области пограничного слоя конвективной струи, где появляется два максимума температуры.

Предложен механизм взаимодействия акустических колебаний с зарождающимися вихрями в точках перегиба профилей течения газа в конвективной струе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Эккерт Э. Р., Дрейк Р. М. Теория тепло- и массообмена. М.: Госатомиздат, 1961.
2. Гебхарт Б., Джалурия И., Махаджан Р., Саммакия Б. Свободно-конвективные течения, тепло- и массообмен. М.: Мир, 1991.
3. Себеси Т., Брэдшоу П. Конвективный теплообмен. М.: Мир, 1987.
4. Мартыненко О. Г., Соковишин Ю. А. Введение в теорию свободно-конвективного теплообмена. Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1982.
5. Козлов В. В., Левченко В. Я., Сарик В. С. Образование трехмерных структур при переходе к турбулентности в пограничном слое // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1984. № 6. С. 42–50.
6. Качанов Ю. С., Козлов В. В., Левченко В. Я. Возникновение турбулентности в пограничном слое. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1982.
7. Козлов В. В. Отрыв потока от передней кромки профиля и влияние на него акустических возмущений // ПМТФ. 1985. № 2. С. 112–115.
8. Довгаль А. В., Козлов В. В., Косорыгин В. С., Рамазанов М. П. Влияние возмущений на структуру течения в области отрыва // Докл. АН СССР. 1981. Т. 258, № 1. С. 45–48.
9. Бардаханов С. П., Козлов В. В. Восприимчивость турбулентного отрывного течения за уступом к акустическим возмущениям // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1985. Т. 2, № 10. С. 120–123.
10. Мартыненко О. Г., Соковишин Ю. А. Свободно-конвективный теплообмен: Справ. Минск: Наука и техника, 1982.
11. Голованов А. Н. Об акустическом воздействии на параметры течения и теплообмен составной струи в набегающем потоке // ПМТФ. 1989. № 1. С. 153–158.
12. Спектор С. А. Электрические измерения физических величин. Л.: Энергоатомиздат. Ленингр. отд-ние, 1987.
13. Горлин С. М. Экспериментальная аэромеханика. М.: Высш. шк., 1970.
14. Галлиулин Р. Г., Репин В. Б., Халитов Н. Х. Течение вязкой жидкости и теплообмен тел в звуковом поле. Казань: Изд-во Казан. ун-та, 1978.
15. Кутателадзе С. С. Пристенная турбулентность. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1973.
16. Жигулев В. Н., Тумин А. М. Возникновение турбулентности. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1987.

*Поступила в редакцию 5/VIII 2002 г.,
в окончательном варианте — 19/X 2005 г.*