

Остановимся, наконец, на характере влияния завихренности на трение и теплообмен вдоль образующей тела. Из приведенных ранее графиков видно, что влияние завихренности максимально в критической точке, падает практически до нуля в месте перехода сферы в конус и возрастает затем вдоль образующей конуса. Такой характер влияния завихренности находится в соответствии с отношением ее величины на внешней границе пограничного слоя к средней завихренности по толщине пограничного слоя. Действительно, если ограничиться малыми расходами ψ (большими числами R_∞ , когда справедливо соотношение (2.4)), то из (2.5) следует, что отношение завихренности во внешнем течении к средней завихренности по толщине пограничного слоя (последняя в окрестности критической точки пропорциональна x) будет падать вдоль затупления. На боковой поверхности конуса, наоборот, это отношение будет расти.

При больших значениях x (зависящих от R_∞) газ, прошедший искривленный участок ударной волны, полностью поглотится пограничным слоем, завихренность потока на внешней границе пограничного слоя будет стремиться к нулю, но энтропия газа будет соответствовать конической ударной волне. Это значит, что при больших x отношения тепловых потоков и трения, вычисленные с учетом и без учета влияния завихренности, будут стремиться к постоянным величинам, зависящим от энтропии газа за прямым и коническим скачками уплотнения.

Поступило 5 IV 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. Лунев В. В. Гиперзвуковой закон подобия для обтекания тонких притупленных тел вязким газом. ПММ, 1964, т. 25, вып. 6.
2. Cheng H., Hall F., Collian F., Hertzberg A. Boundary-Layer Displacement and Leading-Edge Bluntness Effects in High-Temperature Hypersonic Flow. JAS, 1961, No. 5.
3. Лойцянский Л. Г. Ламинарный пограничный слой. Физматгиз, 1962.
4. Мурзинов И. Н. Ламинарный пограничный слой на сфере в гиперзвуковом потоке равновесно диссоциирующего воздуха. Изв. АН СССР, Механика, 1966, № 1.
5. Лунев В. В., Павлов В. Г., Синченко С. Г. Гиперзвуковое обтекание сферы равновесно диссоциирующим воздухом. Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 1966, т. 6, № 1.
6. Черный Г. Г. Течение газа с большой сверхзвуковой скоростью. Физматгиз, 1959.
7. Van Dyke M. Second-Order Compressible Boundary Layer Theory with Application to the Blunt Bodies in Hypersonic Flow. Hypersonic Flow Research, Academic Press, N. Y.—London, 1962, p. 37—76.
8. Ferry A., Zakkay V. Measurements of Stagnation Point Heat Transfer at Low Reynolds Numbers. JASS, 1962, No. 7.
9. Мурзинов И. Н. О теплообмене в критической точке тупого тела при малых числах Рейнольдса. ПМТФ, 1963, № 5.

ИССЛЕДОВАНИЕ КОЛЕБАНИЙ ДОННОГО ДАВЛЕНИЯ ЗА КОНУСОМ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

Ю. А. ПАНОВ, А. И. ШВЕЦ, А. М. ХАЗЕН

(Москва)

При изучении течения в застойных зонах, возникающих при обтекании сверхзвуковым потоком газа тел, имеющих уступы или донные срезы, приходится сталкиваться с колебаниями параметров потока около некоторого среднего значения.

Такие колебания наблюдаются при обтекании сверхзвуковым потоком осесимметричных тел с иглой, укрепленной в носовой части [1,2]. Колебания размеров застойной зоны исследовались при помощи высокоскоростной кинокамеры. В работе [3] измерялись пьезоэлектрическим датчиком колебания давления на стенке в точке отрыва и в застойной зоне перед плоской ступенькой при числе Маха набегающего потока $M_\infty = 2.9$. В работе [4] получены данные о колебаниях донного давления за сферой в дозвуковом потоке. Следует упомянуть и работу [5], посвященную изучению колебаний давления на плоской заостренной пластине при наличии на ней турбулентного пограничного слоя. Эти эксперименты дают представление о пульсациях параметров набегающего потока.

Ниже приводятся результаты измерения донного давления за конусами при числе Маха набегающего потока $M_\infty = 3$.

Конус с углом полураствора 10° и сменными хвостовыми частями с диаметрами дна $d = 100, 130$ и 150 мм крепился в рабочей части установки на двух тонких острых стреловидных державках, расположенных в вертикальной плоскости. Кроме того, были изготовлены две хвостовые части диаметром 150 мм, у которых на дне были внутренние стаканы диаметром 90 мм; малый стакан имел длину 35 мм, а большой стакан — 70 мм. На каждом донном срезе моделей, а в случае стаканов — в стаканах были изготовлены два дренажных отверстия диаметром 1.5 мм.

Для измерений пульсаций давления может быть использована зависимость параметров коронного разряда в газе от давления. Была разработана следующая конструкция датчика давления. Платиновое острие, закрепленное в фарфоровой трубочке, располагалось в центре алюминиевой камеры. Входное отверстие было смещено относительно оси датчика для того, чтобы острие кромки отверстия не попадало в активную область разряда.

Последовательность отработки датчика следующая. На вакуумном стенде снимаются зависимости тока разряда от направления разряда при различных давлениях. Полученные вольт-амперные характеристики имеют положительный наклон, т. е. датчик по отношению к внешней цепи устойчив. Семейство вольт-амперных характеристик определяет тот уровень напряжения на датчике, при котором перекрывается заданный диапазон давлений. Отличительной особенностью коронного разряда является то, что при определенных соотношениях радиуса коронирующего электрода, давления и потенциала возможно возникновение правильных релаксационных колебаний в звуковом диапазоне частот. В случае возникновения таких колебаний необходимо изменить режим разряда при помощи сопротивления, включенного в цепь разряда.

Динамическая проверка датчика в области высоких частот проводилась в вакуумной камере. Пульсирующий поток создавался путем прерывания струи воздуха из сопла зубчатым диском. При частоте прерывания потока 2000 гц имелась площадка установившегося режима по давлению, а амплитуда импульсов оставалась неизменной. Крутизна фронтов импульсов при всех оборотах отличалась на $70-80\%$.

Влияние температуры проверялось путем охлаждения датчика жидким азотом на тарировочном стенде. Отмечено изменение среднего тока через датчик в $1.5-1.8$ раза, но наклон вольт-амперных характеристик и тарировок по давлению остается неизменным. Так как датчик не предназначен для измерения средних давлений, а только для измерения пульсаций, то влиянием температуры на результаты опытов можно пренебречь.

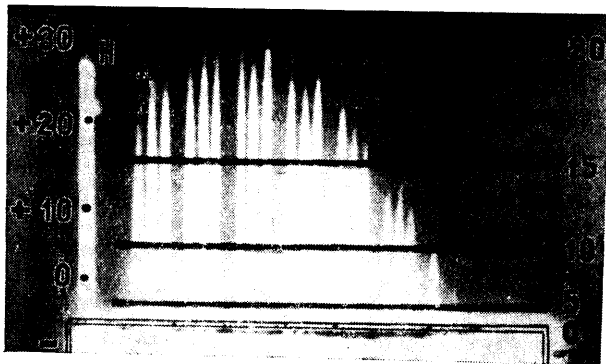
Выходной сигнал с разрядного датчика через катодный повторитель подавался на анализатор спектра звуковых частот СЗЧ с диапазоном от 40 до 23000 гц с $1/3$ -октавными параллельными фильтрами; одновременно квадратичным вольтметром ВЗ-18 производилось измерение среднеквадратичной величины пульсаций и пиковым вольтметром ВЛИ-3 — измерение максимальной амплитуды пульсаций за время рабочего режима. Наряду с параллельным анализатором, в некоторых экспериментах использовался гетеродинный последовательный анализатор АСЧХ-1. Перед каждым экспериментом производилась калибровка анализатора АСЧХ-1 по амплитудам и частотам. Для этого на вход анализатора подавался сигнал от звукового генератора ЭГ-10 известной частоты. Контроль амплитуды этого сигнала проводился по вольтметру. Для анализатора СЗЧ проводилась только амплитудная тарировка. Контрольные фотоснимки использовались для расшифровки данного опыта. Параллельно спектрометру типа СЗЧ подключался и спектрометр инфразвуковых частот типа СИЧ с диапазоном частот от 1 до 127 гц.

В процессе проведения экспериментов измерялся уровень шумового фона трубы, который регистрировался анализаторами и вольтметрами. Был получен значительный уровень фона, примерно одинаковый на стенке рабочей части трубы и на боковой поверхности конуса. Во всем диапазоне измеряемого спектра уровень фона был ниже уровня сигнала с датчика, расположенного на донной части. Обнаружено, что в области низких частот, измеренных анализатором СИЧ, уровень пульсаций на дне в несколько раз превышал фон трубы.

Колебания самой модели записывались на осциллографе Н-102 при помощи двух тензодатчиков, укрепленных на боковых державках. Во время выхода установки на режим наблюдались почти периодические колебания большой амплитуды с частотой $40-50$ гц. После выхода на режим амплитуда колебаний существенно уменьшалась. При большом усилении сигнала на осциллограммах, наряду с частотами $40-50$ гц, были заметны периодические колебания малой амплитуды с частотой, примерно равной $500-700$ гц.

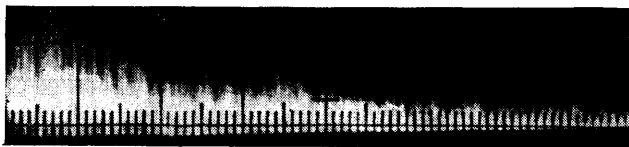
При проведении испытаний, поскольку они являлись первыми экспериментами, связанными с новой методикой, преследовалась цель определить диапазоны частот,

соответствующих максимальным амплитудам колебаний донного давления. Приведенные ниже данные по влиянию различных параметров на величины амплитуд представляют также определенный интерес для выяснения физической сущности этих процессов и для развития дальнейших работ в этой области.



Фиг. 1

На фиг. 1 и 2 представлены фотографии спектров колебаний донного давления для модели с диаметром дна 150 мм при давлении в форкамере 5 ата, полученные приборами СЗЧ и АСЧХ соответственно.



Фиг. 2

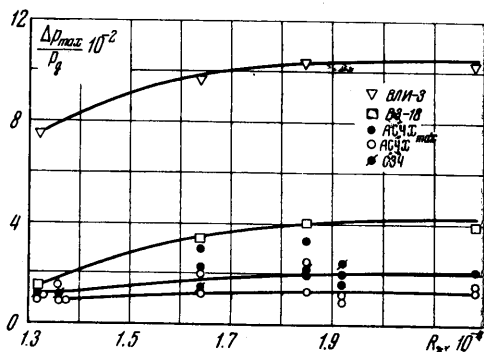
С увеличением диаметра конуса величина амплитуд колебаний возрастает, увеличивается также диапазон частот, в котором присутствуют существенные колебания сигнала. Аналогичную картину можно наблюдать и при увеличении давления в форкамере. Включение в объем застойной зоны дополнительного объема за счет цилиндрической емкости в донном срезе приводит к уменьшению амплитуд колебаний.

По фотографиям спектра, полученным на спектрометре СИЧ, видно, что максимальные амплитуды получаются на частотах свыше 100 гц, т. е. эти частоты не совпадают с частотами колебаний [самой модели, равными 40—50 гц.

На фиг. 3 представлены отношения максимальных амплитуд к среднему донному давлению $\Delta p_{\max}/p_0$ в зависимости от числа Рейнольдса R_{δ^*} , построенного [по толщине вытеснения пограничного слоя на корневой части тела

$$R_{\delta^*} = v_1 \rho_1 \delta^* / \mu_1$$

Здесь v_1 , ρ_1 , μ_1 —скорость, плотность и вязкость на боковой стенке конуса, взятые из расчетных таблиц, а δ^* —толщина вытеснения для турбулентного пограничного слоя, подсчитанная по методике, изложенной в работе [6]. На графике нанесены значения величины $\Delta p_{\max}/p_0$, определенные по показаниям приборов: ВЛИ-3, ВЗ-18, СЗЧ, по пиковым величинам и средним кривым для АСЧХ. Величина $\Delta p_{\max}/p_0$ увеличивается по мере возрастания числа R_{δ^*} . Заметим, что, судя по величине числа



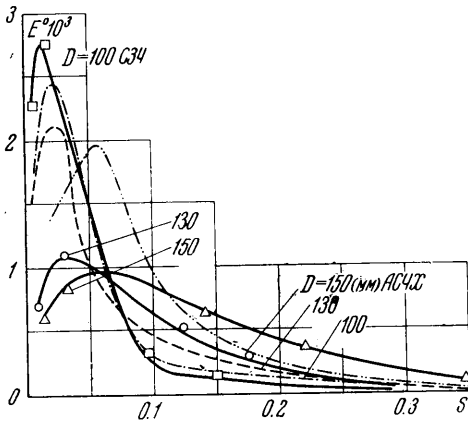
Фиг. 3

R_{S*} , лежащей в диапазоне $1 \cdot 10^7 - 2.4 \cdot 10^7$, на конусе следует ожидать появления турбулентного пограничного слоя.

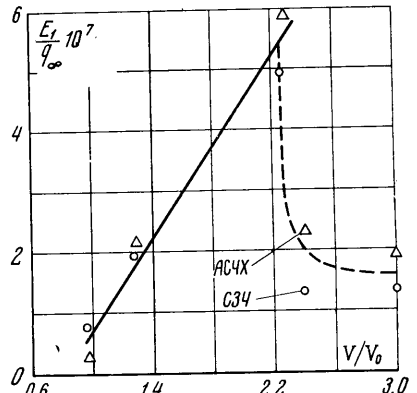
На фиг. 4 приведены спектры распределения полной энергии по частотам для моделей с различными диаметрами донных частей, по оси ординат отложена безразмерная энергия, равная E° , а по оси абсцисс отложено число Струхала S

$$E^\circ = \frac{\Delta u^2}{E_0}, \quad S = \frac{fd}{v_3} \quad \left(E_0 = k \int_0^{2000} \Delta u^2 df \right)$$

Здесь f — частота, d — диаметр донной части конуса, а v_3 — скорость потока на внешней части струйной границы, k — коэффициент пропорциональности, v_3 подсчитывалось по таблицам разворота плоскопараллельного потока. Угол разворота определялся по известным давлениям на боковой поверхности и донной

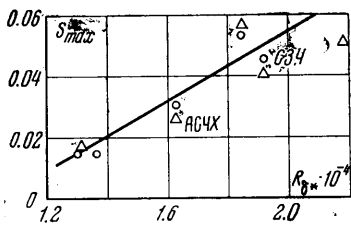


Фиг. 4



Фиг. 5

части конуса. Хотя кривые, построенные по показаниям приборов СЗЧ и АСЧХ, не идентичны, их форма и общая тенденция изменения в распределении энергии по частоте с увеличением диаметра донной части совпадают. Это, по-видимому, объясняется некоторым различием в работе приборов. Прибор СЗЧ дает более точную частоту и производит усреднение на каждой частоте за все время эксперимента, в то время как прибор АСЧХ производит последовательный анализ, и, следовательно, время усреднения на каждой фиксированной частоте меньше.



Фиг. 6

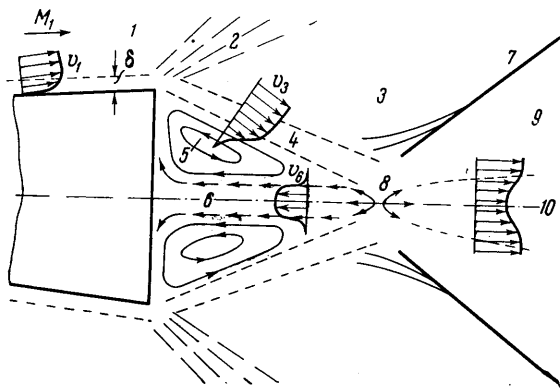
На фиг. 5 представлены зависимости величин E_1 / q_∞ , где $E_1 = E_0 / k$ от объема застойной зоны V , отнесенного к некоторому фиксированному объему $V_0 = 1/8 \pi d^3$. Объем застойной зоны определялся приближенно как объем круглого усеченного конуса с диаметрами оснований, равными диаметру донной части и горловины следа d_2 , и с высотой h , равной расстоянию горловины от дна конуса. Величины d_2 и h определялись по фотографиям обтекания модели, полученным через прибор Теллера. Из графика видно, что с увеличением «активного» объема застойной зоны общая энергия колебаний возрастает, наличие дополнительной емкости в дне (увеличение «пассивного» объема), напротив, ведет к уменьшению полной энергии (пунктир).

Интересно отметить зависимость максимального числа Струхала $S_{\max} = f_{\max} d / v_\infty$ (где f_{\max} — частота, соответствующая максимальной амплитуде, v_∞ — скорость набегающего потока) от числа Рейнольдса R_{S*} (фиг. 6). С увеличением числа R_{S*} число S_{\max} возрастает.

Следует заметить, что явление резонанса колебаний донного давления с колебаниями самой модели не имело места, так как максимальные частоты колебаний донного давления лежат в пределах 100—300 гц, а частота колебаний самой модели была равна 40—50 гц.

Рассмотрим структуру течения в донной области с целью выявления факторов, вызывающих колебания донного давления. Прежде всего следует отметить, что работ, посвященных этому вопросу, имеется немного. В работах [7-9] исследованы профили полного давления в различных сечениях струйной границы застойной зоны за плоскими и осесимметричными телами. В работе [8] исследовано также полное давление и в области возвратного циркуляционного течения. Однако характерные размеры циркуляционной зоны были соизмеримы с толщиной пограничного слоя.

Для уточнения картины течения в донной области были проведены исследования структуры течения за дном конуса при помощи пластин, покрытых специальным визуализирующим составом. Было обнаружено наличие обратной осесимметричной струи, идущей из области горловины следа к дну конуса, и тороидального вихревого течения, занимающего область между струей и струйной границей застойной зоны. Результаты этих исследований приведены в работе [10]. Кроме того, гребенками полного и статического давления было исследовано поле давления во всей донной области. Полученные данные подтвердили наличие осесимметричной струи и тороидального вихря.



Фиг. 7

На фиг. 7 приведена схема течения в донной области. Здесь обозначено: 1 — внешний поток на боковой поверхности тела, 2 — область течения Прандтля — Майера, 3 — внешний поток в донной области, 4 — струйная граница застойной зоны, 5 — тороидальный вихрь, 6 — осесимметричная струя, 7 — хвостовые скачки, 8 — точка торможения в районе горловины следа, 9 — внешний поток за хвостовыми скачками, 10 — вихревой след.

Таким образом, течение в донной области характеризуется наличием большой застойной зоны с дозвуковым возвратным течением. Возвратное течение в осесимметричном случае имеет форму кольцевого вихря. Застойная зона ограничена струйной границей, по которой происходит взаимодействие внешнего потока, прошедшего волну разрежения с циркуляционным течением застойной зоны.

При этом пограничный слой, сходящий с кормовой части тела, участвует в формировании характера перемешивания в струйной границе, влияя тем самым на все течение за кормовой частью тела. Между внешним потоком и течением в застойной зоне происходит непрерывный процесс обмена массой вещества и количеством движения по всей длине струйной границы. Кроме того, на течение в застойной зоне влияет характер течения непосредственно в области горловины следа, т. е. в области вихревых хвостовых скачков уплотнения. В районе хвостовых скачков происходит дополнительное смещение внешнего потока и газа, эжектируемого из застойной зоны.

Пульсации донного давления могут вызываться рядом взаимосвязанных факторов, в частности: неустойчивостью и колебаниями центральной струи, бьющей в дно, расходными колебаниями жидкости в застойной зоне, колебаниями хвостовых скачков и размера горловины, а также турбулентностью и флуктуациями крупного масштаба в струйной границе и районе горла.

Относительно низкочастотные колебания донного давления объясняются динамикой течения в донной области в целом и связаны с колебаниями границ застойной зоны и количеством жидкости, циркулирующей в застойной зоне. Подобные расходные колебания зависят от характера течения в горловине следа. Колебания размера горловины и положения хвостовых скачков уплотнения приводят к тому, что изменяется количество жидкости, проходящее через горловину вниз по потоку, и количество жидкости, поворачивающей в застойную зону. В этом случае за горловиной должен

образовываться след с дискретной вихревой структурой. Причиной, вызывающей высокочастотные колебания донного давления, может быть турбулентность в струйной границе.

В. М. Купцов на основе теории турбулентных струй [11] дал оценку максимальной величине пульсации поперечных компонентов скорости $v_y = v_x = 0.2 v_\infty$. Средняя длина пробега турбулентных пульсаций $l = 0.1 b$, где b — ширина слоя смешения; так как $b = 0.27 x$, то средняя частота турбулентных пульсаций $f = v_y/l$. В конце застойной зоны $x = 1/2 (d - d_2) \csc \theta \approx 0.12$ м, где d — диаметр донной части ($d = 150$ мм), d_2 — диаметр горловины следа ($d_2 = 52$ мм), $v_\infty = 654,2$ м/сек и частота турбулентных пульсаций получается: $f^2 = 4.1 \cdot 10^4$ гц, т. е. намного больше, чем преобладающая частота, полученная в данных опытах. Вероятной причиной сдвига в сторону низкой частоты является наличие в застойной зоне большого объема жидкости с относительно малыми скоростями. Подобный объем для турбулентных пульсаций, зарождающихся в струйной границе, является своего рода демпфирующей емкостью, частично гасящей и преобразующей эти колебания. Действительно, как было отмечено выше, включение дополнительного «пассивного» объема цилиндрической выемки донной части снижает уровень колебаний энергии и производит сдвиг по частотам в сторону их уменьшения. Однако, с другой стороны, увеличение «активного» объема (увеличение диаметра дна) приводит как к увеличению энергии колебания в целом, так и к увеличению диапазона частот с заметной амплитудой колебания. При этом доля энергии, приходящаяся на низкочастотные колебания, с увеличением «активного» объема уменьшается.

Одной из причин, вызывающих пульсации давления, могут явиться колебания скачков уплотнения, падающих на область циркуляционного течения. Этот вопрос подробно исследован В. М. Купцовым. Во время эксперимента в рабочей части установки наблюдались скачки уплотнения. Однако их интенсивность была незначительна. Поэтому их влиянием на колебания донного давления можно пренебречь. По-видимому, причиной, обуславливающей низкочастотные колебания донного давления, является колебание полного давления или динамического напора в обратной струе. Газоразрядный датчик, расположенный в центре донной части, по существу измеряет колебания давления в точке растекания обратной струи.

В общем можно предположить, что полное давление в центральной струе можно считать пропорциональным скоростному напору внешнего потока в области 3 (фиг. 7), который эжектирует газ из застойной зоны. В свою очередь, скоростной напор газа в этой области прямо пропорционален напору набегающего потока. Следовательно, полная энергия и максимальная амплитуда колебаний донного давления должны быть прямо пропорциональны скоростному напору набегающего потока.

В заключение можно сказать, что спектр колебаний донного давления представляет сложную суперпозицию ряда гармонических колебаний, обусловленных рассмотренными выше факторами.

Авторы выражают благодарность Г. И. Петрову за постановку задачи и полезные советы.

Поступило 26 VII 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. Wood C. J. Hypersonic flow over spiked cones. J. Fluid Mech., 1962, No. 12.
2. Мэр В. А. Экспериментальное исследование отрыва пограничного слоя на иглах, укрепленных впереди тупоносных тел в сверхзвуковом потоке. Механика. Сб. перев. и обз. ин. период. лит., 1953, № 4.
3. Kistler A. L. Fluctuating wall pressure under a separated supersonic flow. J. Acoust. Soc. America, 1964, vol. 36, No. 3.
4. Eldred K. M. Base pressure Fluctuations. J. Acoust. Soc. America, 1961, vol. 33, No. 4.
5. Kistler A. L., Chen W. S. The fluctuating pressure field in a supersonic turbulent boundary layer. J. Fluid Mech., 1963, vol. 16, No. 41.
6. Солодкин Е. Е. Исследование турбулентного пограничного слоя при сверхзвуковых скоростях потока. Тр. ЦАГИ, 1958, вып. 724.
7. Charwat A. F., Jakura L. K. An investigation of two-dimensional supersonic base pressure. J. Aerospace Sci., 1958, No. 2.
8. Sirieix M. Pression de culot en écoulement supersonique plan. Rech. aeronaut., 1960, No. 78.
9. Badrinarayan M. A. An experimental investigation of base flow at supersonic speeds. J. Roy. Aeronaut. Soc., 1961, July.
10. Панов Ю. А., Швец А. И. Исследование донного давления вблизи задней кромки осесимметричных тел в сверхзвуковом потоке. Прикл. Мех. АН УССР, 1965, т. 4, № 5.
11. Абрамович Г. Н. Теория турбулентных струй. Физматгиз. М., 1960.