

01;03;07

Аэрооптические эффекты в турбулентном потоке и их моделирование

© К.Н. Волков, В.Н. Емельянов

Балтийский государственный технический университет „Военмех“ им. Д.Ф. Устинова,
190005 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: dsci@mail.ru

(Поступило в Редакцию 17 января 2007 г.)

Проведено моделирование крупных вихрей и связанных с ними аэрооптических эффектов в турбулентном пограничном слое, свободном слое смещения и струе, истекающей из круглого сопла в затопленное пространство. Полученные результаты используются для исследования искажений фазовой функции когерентного светового луча, индуцированных турбулентными флуктуациями параметров среды. Результаты численных расчетов сравниваются с данными физического эксперимента и данными, полученными на основе решения осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса.

PACS: 51.70.+f

Введение

Прохождение световой волны через случайно-неоднородную среду (например, турбулентный пограничный слой или сдвиговой поток) сопровождается возникновением оптических аберраций. В то время как оптические аберрации во внешней области пограничного слоя носят регулярный характер и сравнительно невелики, определяющее влияние на распространение электромагнитного излучения оказывают характеристики потока во внутренней области пограничного слоя.

Вопросам распространения оптического излучения в среде уделяется достаточно большое внимание в литературе. Полученные результаты относятся в основном к распространению оптического излучения в атмосфере [1]. Однако в атмосфере наибольшие оптические искажения вносят вихревые структуры максимального масштаба (за исключением приземного пограничного слоя, в котором оптические искажения определяются вихрями минимального масштаба). Влияние атмосферных эффектов связывается с относительно низкими частотами, и они сравнительно легко выявляются современными экспериментальными средствами. Влияние турбулентного перемешивания на распространение оптического излучения обусловлено быстрыми изменениями поля течения (высокими частотами). Поскольку спектр масштабов и частот турбулентного течения изменяется на несколько порядков величины, это создает серьезные трудности для прямых измерений и численных расчетов [2,3].

Турбулентное перемешивание приводит к флуктуациям показателя преломления в пространстве и времени. Связь показателя преломления с плотностью устанавливается на основе закона Гладстоуна–Дейла [2,4]

$$n(\mathbf{x}, t) = 1 + G(\lambda) \frac{\rho(\mathbf{x}, t)}{\rho_0},$$

где ρ_0 — характерная плотность (например, плотность невозмущенной среды). Постоянная G зависит от длины

волны проходящего света и рабочей среды. В частности, для воздуха

$$G(\lambda) = 0.223 \cdot 10^{-3} \left(1 + \frac{7.52 \cdot 10^{-15}}{\lambda^2} \right) \frac{\text{m}^2}{\text{kg}}.$$

При прохождении волны через случайно-неоднородную среду ее амплитуда и фаза претерпевают флуктуации (рис. 1), что вызывает появление помех, связанных с изменением структуры оптического луча (расширение, флуктуации направления распространения, расщепление). При этом искажения амплитудных характеристик луча пренебрежимо малы по сравнению с флуктуациями показателя преломления [2,4].

Расширение пучка делает невозможным его фокусировку на больших удалениях от источника излучения. По мере увеличения диаметра источника дифракционное пятно в фокусе уменьшается не в соответствии с известными в оптике однородных сред формулами, а до некоторого конечного размера (размер насыщения).

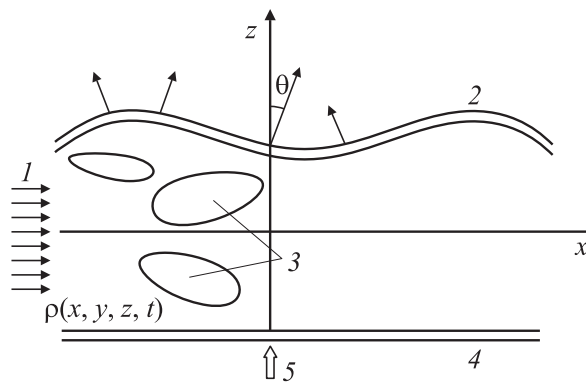


Рис. 1. Прохождение света через случайно-неоднородную среду: 1 — поток, 2 — возмущенный волновой фронт, 3 — вихревые образования, 4 — невозмущенный волновой фронт, 5 — излучения.

Флуктуации направления распространения луча проявляются в смещении его геометрического центра относительно точки наблюдения.

Расщепление оптического пучка на небольших расстояниях проявляется в сложной структуре наблюдаемого пятна. С увеличением расстояния от источника излучения глубина пространственной модуляции возрастает. На больших удалениях (в области сильных флуктуаций) оптический луч оказывается расщепленным на тонкие нити, имеющие в сечении вид круглых и серповидных пятен. Происходит перераспределение оптической мощности в сечении (при этом средняя мощность остается неизменной).

Рассеяние оптических волн на случайных неоднородностях среды приводит к флуктуациям интенсивности оптического излучения.

Влияние флуктуаций показателя преломления на распространение оптического излучения зависит от отношения D/L , где D — диаметр пучка, L — пространственный период изменения показателя преломления. При $D \ll L$ градиент преломления одинаков по сечению пучка, и он отклоняется целиком. При $D \sim L$ турбулентность действует как линза, которая переформирует волну. При $D \gg L$ турбулентность отклоняет разные элементы в поперечном сечении оптического пучка по различным направлениям (рассеяние света).

В отличие от потоков, формирующихся за счет турбулентного перемешивания среды (слои смешения, струи), для атмосферной турбулентности характерная длина L достаточно велика, а потери на рассеяние из-за турбулентности незначительны [1].

Дисперсия флуктуаций фазы

Дисперсия мелкомасштабных флуктуаций плотности σ_ρ^2 и соответствующий корреляционный масштаб l_ρ связаны с дисперсией фазы волны σ_ϕ^2 соотношением

$$\sigma_\phi^2 = \alpha\beta^2 \int_0^L \sigma_\rho^2 l_\rho dy, \quad \beta = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{dn}{d\rho} = kG(\lambda), \quad (1)$$

где L — путь, пройденный оптическим лучом (интегрирование производится поперек пограничного слоя). Значение постоянного множителя α зависит от принятой формы корреляционной функции пульсаций плотности. Например, $\alpha = 2$ для экспоненциальной и $\alpha = \pi$ для гауссовой корреляционной функции, что, согласно (1), приводит к разнице в 11% при расчете дисперсии флуктуаций фазовой функции.

Линейный масштаб l_ρ находится при помощи интегрирования соответствующей корреляционной функции

$$l_\rho = \int_{-\infty}^{+\infty} R_{\rho\rho}(y) dy.$$

В условиях локального равновесия корреляционный масштаб l_ρ совпадает с корреляционным масштабом пульсаций скорости $l_u \sim k^{3/2}/\varepsilon$. Такое предположение не выполняется вблизи стенки (на стенке пульсации скорости исчезают, поэтому $k = 0$ и $l_u = 0$, но $l_\rho \neq 0$).

Вместо соотношения (1) для оценки уровня флуктуаций фазы в пограничном слое обычно используется полуэмпирическая формула [4]

$$\sigma_\phi^2 = \beta^2 l_y \delta \sigma_\rho^2, \quad (2)$$

где l_y — интегральный масштаб турбулентности в направлении, нормальном к стенке. В качестве допущения принимается, что $l_y \sim 0.1\delta$, где под δ понимается толщина пограничного слоя. Дисперсия флуктуаций плотности оценивается как

$$\sigma_\rho^2 = A^2(\rho_w - \rho_\infty)^2,$$

где ρ_w и ρ_∞ — значения плотности на стенке и свободном потоке, $A = 0.1-0.2$. При $l_y \ll \delta$ для уточнения (2) проводится интегрирование поперек пограничного слоя [4,5]

$$\sigma_\phi^2 = \beta^2 \int_0^L \sigma_\rho^2(y) l_y(y) dy. \quad (3)$$

Большое количество работ посвящено экспериментальному изучению оптических аберраций [6–9].

Ключевым вопросом моделирования аэрооптических эффектов является метод расчета поля флуктуирующих параметров турбулентного потока, в частности поля флуктуаций плотности [2,10]. Для этого развит ряд полуэмпирических моделей различной степени сложности. На практике наибольшее распространение получили модели [4] (однородная турбулентность) и [11] (неоднородная турбулентность). В моделях [4,5,11], описываемых соотношениями (2) и (3), дисперсия флуктуаций плотности определяется как разность плотности среды около стенки и во внешней области пограничного слоя. Границы применимости моделей [4,11] выясняются в [5]. В подходах [12,13] поле флуктуаций плотности находится из решения уравнения переноса пассивного скаляра.

Пренебрегая флуктуациями давления, флуктуации плотности связываются с флуктуациями температуры при помощи уравнения состояния [12,13]. Флуктуации температуры находятся при помощи аналогии Рейнольдса между флуктуациями скорости и температуры и модели пути смешения Прандтля [14] с учетом того, что соответствующие линейные масштабы связаны при помощи соотношения $l_u/l_T = Pr$ (турбулентному числу Прандтля присваивается постоянное значение).

В отличие от решения осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса (Reynolds Averaged Navier–Stokes, RANS), прямое численное моделирование (Direct Numerical Simulation, DNS) и моделирование крупных вихрей (Large Eddy Simulation, LES) позволяют

получить поле флуктуаций плотности, а также распределения параметров σ_ρ^2 и l_ρ из решения полных (DNS) или фильтрованных (LES) уравнений Навье–Стокса [10].

Методика численного моделирования аэрооптических характеристик дозвукового потока воздуха около плоской прямоугольной выемки, включая поле турбулентных пульсаций показателя преломления, предлагается в [15]. Для замыкания уравнений Рейнольдса используется модель Кокли, а также гипотеза замороженной стационарной локально-однородной и изотропной турбулентности с колмогоровским спектром пульсаций. Оптические характеристики турбулентной среды находятся по локальным значениям средних аэродинамических полей. Флуктуациями давления пренебрегается по сравнению с флуктуациями температуры. Однако для аэродинамических приложений указанная гипотеза нарушается для вихревых структур максимального масштаба [6], а определение пульсационных параметров потока и их средних значений связано с пренебрежением микроструктурой турбулентного потока.

В данной работе моделирование аэрооптических эффектов в пограничном слое на плоской пластине, свободном слое смещения и круглой затопленной струе проводится на основе метода крупных вихрей. Крупные вихревые структуры, несущие максимумы рейнольдсовых напряжений и определяемые граничными условиями, рассчитываются из фильтрованных уравнений Навье–Стокса. Мелкие вихри имеют универсальную структуру и моделируются на основе подсеточной модели вихревой вязкости (Sub-Grid Scale, SGS). В отличие от решения уравнений Рейнольдса метод моделирования крупных вихрей позволяет получить распределения не только средних, но и пульсационных параметров турбулентного потока. Результаты расчетов (поле флуктуаций плотности) используются для исследования искажений фазы когерентного светового луча, индуцированных турбулентными флуктуациями параметров потока.

Возмущение фазы волны

Распространение электромагнитной волны в среде описывается уравнениями Максвелла. В предположении, что масштаб времени, связанный с распространением волны, значительно меньше масштаба времени турбулентных флуктуаций, показатель преломления не зависит от времени, а среда является непроводящей и имеет постоянную магнитную проницаемость, распространение света описывается волновым уравнением

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{n^2}{c_0^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0, \quad (4)$$

где \mathbf{E} — напряженность электрического поля. Показатель преломления находится из соотношения $n = c_0/c$, где c — скорость света в среде, c_0 — скорость света в вакууме. Для монохроматической синусоидальной волны с частотой ω уравнение (4) имеет точное решение

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 \exp[\varphi(\mathbf{k}, \mathbf{r}) - \omega t], \quad (5)$$

где \mathbf{E} — напряженность поля в точке \mathbf{r} в момент времени t , \mathbf{E}_0 — напряженность поля в точке $\mathbf{r} = 0$. Волновое число связано с частотой или длиной волны $k = \omega c = 2\pi/\lambda$.

Фазовая функция волнового фронта определяется по формуле

$$\varphi = \int \mathbf{k}(\mathbf{x}, t) d\mathbf{x},$$

где $\mathbf{k} = 2\pi\mathbf{l}/\lambda$ представляют собой волновой вектор, а \mathbf{l} характеризует направление распространения волны.

При прохождении монохроматической плоской волны через слой, в котором показатель преломления изменяется, ее амплитуда остается практически неизменной, а фаза претерпевает возмущения по сравнению с начальным фронтом $\varphi = \varphi_0 + \Delta\varphi$, где $\Delta\varphi$ представляет собой изменение фазы волны, связанное с неоднородностью среды.

Напряженность поля возмущенной волны определяется путем умножения решения (5) на множитель $\exp(i\Delta\varphi)$, где $\Delta\varphi(x, y)$ обозначает возмущение фазы при прохождении волны через слой толщиной $L = z_{\max} - z_{\min}$. Распределение фазы волны находится при помощи интегрирования распределения показателя преломления по толщине слоя

$$\Delta\varphi(x, y, t) = k \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} \Delta n(x, y, z, t) dz,$$

где $\Delta n(x, y, z, t)$ представляет собой изменение показателя преломления среды вдоль пути луча. Направление распространения света совпадает с направлением оси z (поперек потока).

При малых возмущениях волнового вектора пренебрегается изменением направления распространения луча, и интеграл принимает вид

$$\varphi(x, y, t) = k_0 \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} n(x, y, z, t) dz, \quad (6)$$

где $\varphi(x, y, t)$ представляет собой распределение фазы в плоскости (x, y) , нормальной к направлению распространения волны z в момент времени t .

Результаты расчетов представляются, как правило, в виде [6]

$$\tilde{\varphi}(x, y, t) = \frac{\varphi(x, y, t)}{k_0 L \Delta n} \simeq \frac{1}{L \Delta n} \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} [n(x, y, z, t) - n_\infty] dz. \quad (7)$$

В направлении распространения луча имеем

$$\psi(x) = L \frac{\partial \tilde{\varphi}}{\partial x} = \frac{1}{\Delta n} \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} \frac{\partial n}{\partial x} dz,$$

где L — размер области турбулентного перемешивания. Для спектров имеет место связь

$$S_\psi(k_x L) \sim (k_x L)^2 S_\varphi(k_x L).$$

Для слоя смешения принимается, что $\Delta n = |n_1 - n_2|$ и $L = 2\delta$, где δ — локальная ширина зоны смешения, а индексы 1 и 2 относятся к смешивающимся потокам. Результаты расчетов для струи нормируются на $\Delta n = |n_a - n_\infty|$ и $L = 2r_a$, где индексы a и ∞ относятся к параметрам на срезе сопла и затопленном пространстве.

Описание поля течения

Нестационарное течение вязкого сжимаемого газа описывается фильтрованными по пространству уравнениями Навье–Стокса, которые дополняются уравнением состояния совершенного газа и моделью вихревой подсеточной вязкости [16], построенной на основе теории ренормализованных групп (Renormalization Group, RNG). Ширина фильтра связывается с размером шага разностной сетки.

При моделировании крупных вихрей требуется постановка нестационарных граничных условий, обусловленных пульсационным характером потока. Свободные сдвиговые течения неустойчивы, и колебания в них возникают при отсутствии внешних источников возмущений.

На срезе сопла (при $|r| \leq r_a$) задается профиль скорости, на который накладываются случайные синусоидальные возмущения

$$v_x(r, t) = \frac{u_a}{3} \left[1 + \operatorname{th} \left(\frac{0.5 - |r|}{2\delta} \right) \right] [1 + \alpha \sin(St t)].$$

В расчетах принимается $\delta/r_a \sim 0.1$, $St = 0.45$, $\alpha = 0.0025$. Малые случайные возмущения накладываются также на радиальное распределение окружной скорости

$$v_\theta(r, t) = 0.025 \exp[-3(1 - |r|)^2] \varphi,$$

где φ — случайное число из равномерного распределения на интервале $[-0.5, 0.5]$. Радиальная скорость на срезе сопла равняется нулю $v_r(r, t) = 0$.

Граничные условия вдали от струи (на нижней и верхней границе), истекающей в затопленное пространство, определяются эжектирующими свойствами струи.

При моделировании слоя смешения на входной границе расчетной области задается профиль скорости, описываемой соотношением

$$u(y) = u_0 + \Delta u \operatorname{th} \left(\frac{y}{\delta} \right), \quad \delta = \frac{\Delta u}{(du/dy)_{y=0}}.$$

На стенке выставляются граничные условия непротекания и прилипания для нормальной и тангенциальной скорости. На границах, через которые газ покидает расчетную область, используются неотражающие граничные условия.

Дискретизация основных уравнений проводится при помощи метода контрольного объема и разностных схем повышенной разрешающей способности по времени и пространству [17]. Для дискретизации по времени используется метод Рунге–Кутты 5-го порядка. Вектор

потока расщепляется на невязкую и вязкую составляющие. Для дискретизации невязких потоков применяются метод кусочно-параболической реконструкции и схема Чакраварти–Ошера [18], а для дискретизации вязких потоков — центрированные конечно-разностные формулы 2-го порядка. Система разностных уравнений решается многосеточным методом. В качестве сглаживающего алгоритма применяется обобщенный метод взвешенных невязок. Теплофизические свойства среды — справочные.

Результаты и их обсуждение

Среднеквадратическое значение пульсаций плотности находится из соотношения

$$\langle \rho'^2 \rangle^{1/2} = \left\{ \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N [\rho(x, y, z, t_i) - \langle \rho(x, y, z) \rangle]^2 \right\}^{1/2},$$

где N — число шагов по времени (в расчетах $N \sim 5 \cdot 10^4$). Угловые скобки обозначают осреднение по времени.

Для визуализации мгновенной картины течения в струе используется величина вихря скорости $\Omega = |\nabla \times \mathbf{v}|$.

Расчеты пограничного слоя на плоской пластине проводятся на сетке $180 \times 90 \times 90$.

При этом $x^+ = 45$, $y_{\min}^+ = 1$ (поперек пограничного слоя), $z^+ = 14$, где

$$y^+ = \left(\frac{u_\tau}{\nu_w} \right) y, \quad u_\tau = \left[\frac{\mu_w}{\rho_w} \left(\frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} \right) \right]^{1/2}.$$

При условиях $Re_\delta = 2.6 \cdot 10^4$ (число Рейнольдса, вычисленное по толщине пограничного слоя $\delta = 18 \text{ mm}$) и $Re_{\delta_m} = 2.8 \cdot 10^3$ (число Рейнольдса, вычисленное по толщине потери импульса $\delta_m = 2.2 \text{ mm}$). Вихревая картина течения в пограничном слое показана на рис. 2.

Расчеты дают уровень флуктуаций плотности на 10–20% выше по сравнению с измерениями (рис. 3). Максимум распределения пульсаций плотности по координате y располагается достаточно близко к стенке. При $0.2 < y/\delta < 0.6$ среднеквадратичное значение флуктуаций плотности остается практически постоянным, что приводит к равномерному распределению дисперсии флуктуаций фазы волны в этой области.



Рис. 2. Вихревая картина течения в пограничном слое при $t = 0.85 \text{ s}$.

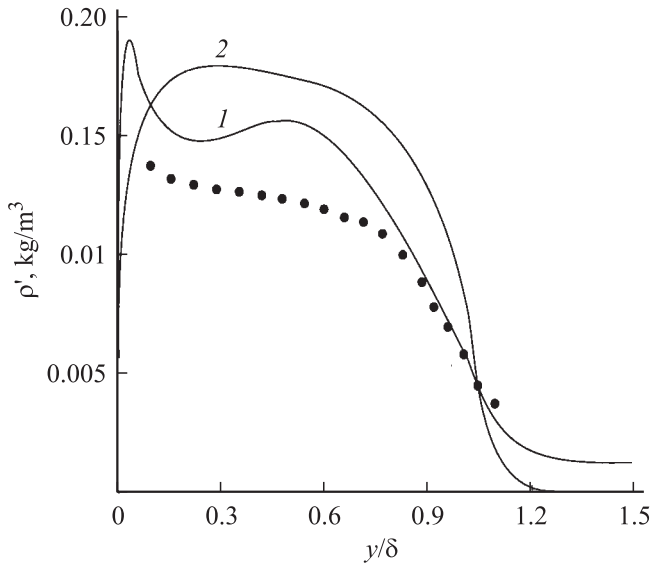


Рис. 3. Распределение флуктуаций плотности в пограничном слое. Кривая 1 соответствует результатам расчетов, 2 — расчетным данным [5], • — данным измерений [5] (при $M = 0.88$).

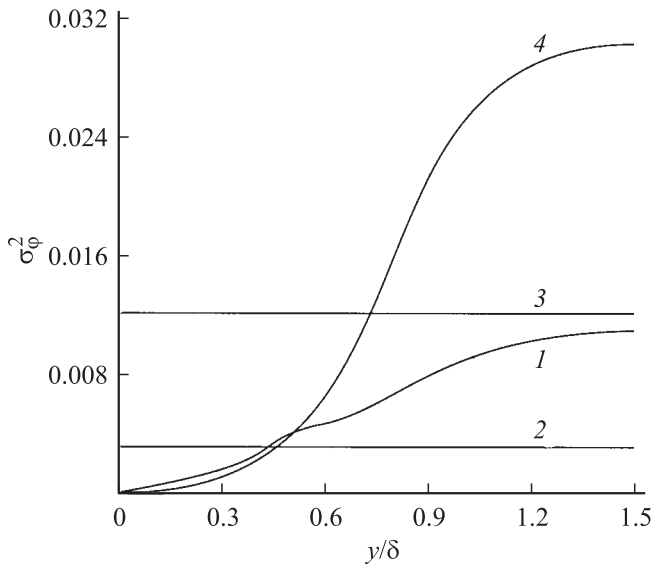


Рис. 4. Распределение дисперсии флуктуаций фазовой функции волнового фронта в пограничном слое. Кривая 1 соответствует результатам численного моделирования, 2 — расчету по соотношению (2) при $A = 0.1$, 3 — расчету по (2) при $A = 0.2$, 4 — расчету по (3).

Сравнение линейных масштабов l_u и l_ρ показывает, что их равенство имеет место лишь в интервале $0.1 < y/\delta < 0.22$. В остальной области пограничного слоя корреляционный масштаб пульсаций скорости существенно меньше корреляционного масштаба пульсаций плотности.

Результаты расчетов, относящихся к пограничному слою на плоской пластине, приведены на рис. 4 (считается, что $\alpha = 2$). Пластина имеет постоянную температуру

$T_w = 300$ К. Результаты расчетов по соотношению (3) (кривая 4) дают завышенные значения по сравнению с моделью [4] (кривые 2 и 3), описываемой (2). В отличие от кривой 4, распределение дисперсии фазы волны, полученное на основе моделирования крупных вихрей (кривая 1), имеет точку перегиба.

В соответствии с аналогией Рейнольдса между пульсациями скорости и температуры коэффициент корреляции $R_{u'T'} = -1$. Результаты моделирования крупных вихрей показывают, что в интервале $0.12 < y/\delta < 0.86$ коэффициент корреляции имеет практически постоянное значение $R_{u'T'} = -0.5$, что согласуется с данными [5].

Расчеты течения в слое смещения проводятся при $Re = 2 \cdot 10^5$ (число Рейнольдса рассчитывается по толщине потери импульса) в диапазоне $M_c = 0.15 - 0.8$, где $M_c = (u_1 - u_2)/(a_1 + a_2)$, a — скорость звука. При $M_c = 0.15$ сжимаемость не сказывается на характеристиках потока ($\rho_2/\rho_1 = 1$), а при $M_c = 0.9$ перепад плотностей составляет $\rho_2/\rho_1 = 4$.

Профили флуктуаций плотности в слое смещения приводятся на рис. 5 для $M_c = 0.8$. Распределения флуктуаций плотности и давления в поперечных сечениях слоя смещения имеют одинаковую форму с максимумом на линии раздела потоков. Профили пульсаций давления являются более наполненными, а максимальная величина пульсаций давления увеличивается по координате x по зависимости, близкой к линейной. Малые отклонения от линейной зависимости имеют место лишь при $x/L > 0.68$. В то же время зависимость максимальной величины флуктуаций плотности при увеличении продольной координаты является немонотонной (рис. 6). При $x/L < 0.6$ такая зависимость близка к линейной, потом достигаются максимум и плавное уменьшение.

Для волнового спектра в слое смещения и промежуточном диапазоне волновых чисел имеет место

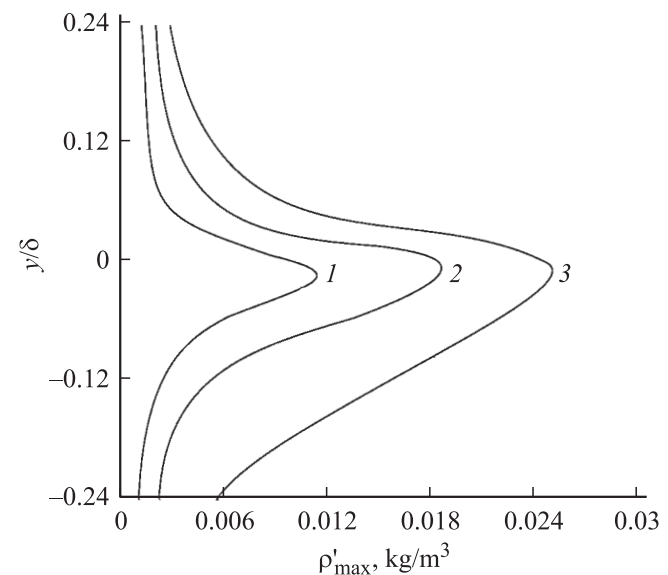


Рис. 5. Профили флуктуаций плотности в поперечном сечении слоя смещения при $x/L = 0.25$ (1); 0.5 (2); 0.75 (3).

степенная зависимость

$$S_\varphi(k_x L) \sim (k_x L)^{-q},$$

где $q \sim 2$ (рис. 7). Сжимаемость слабо сказывается на поведении спектра (в основном влияние сжимаемости имеет место при больших волновых числах).

При увеличении эффективного числа Маха флуктуации плотности возрастают. Результаты расчетов показывают, что $l_p \sim 4l_a$, где $l_u = 0.2k^{3/2}/\varepsilon$.

Расчеты течения в затопленной круглой струе проводятся в диапазоне $10^3 \leq Re \leq 10^5$ (число Рейнольдса рассчитывается по скорости на срезе сопла и его диаметру).

В сдвиговом слое присутствуют крупномасштабные вихревые структуры (рис. 8) в форме тороидальных осесимметричных вихрей, зарождающихся на некотором расстоянии от среза сопла (порядка 1–2 его диаметров).

В области начального участка струи характерный размер вихревых структур достаточно мал. Вниз по потоку

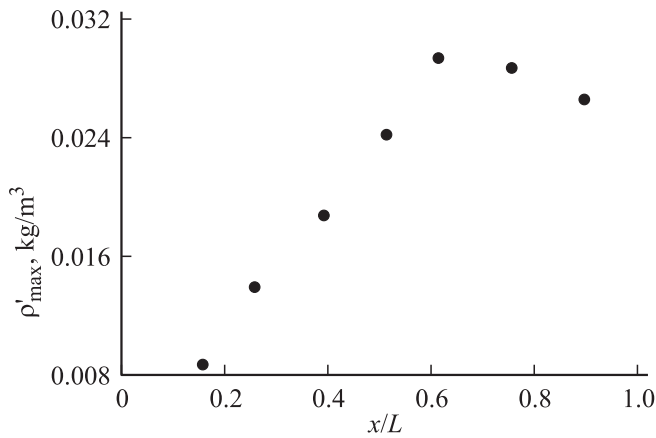


Рис. 6. Зависимость максимального уровня флуктуаций плотности от продольной координаты в слое смешения.

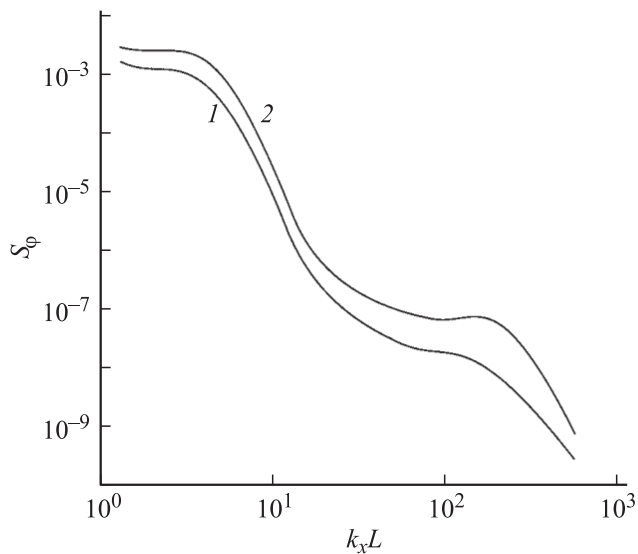


Рис. 7. Спектр флуктуаций фазы в свободном слое смешения при $M_c = 0.2$ (1) и 0.8 (2).

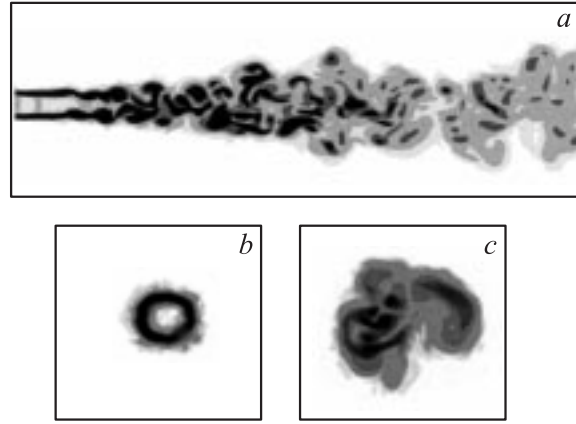


Рис. 8. Линии уровня вихря скорости в момент времени $t = 2.32$ s в срединном сечении (a) и поперечных сечениях $x/r_a = 10$ (b) и $x/r_a = 80$ (c) струи.

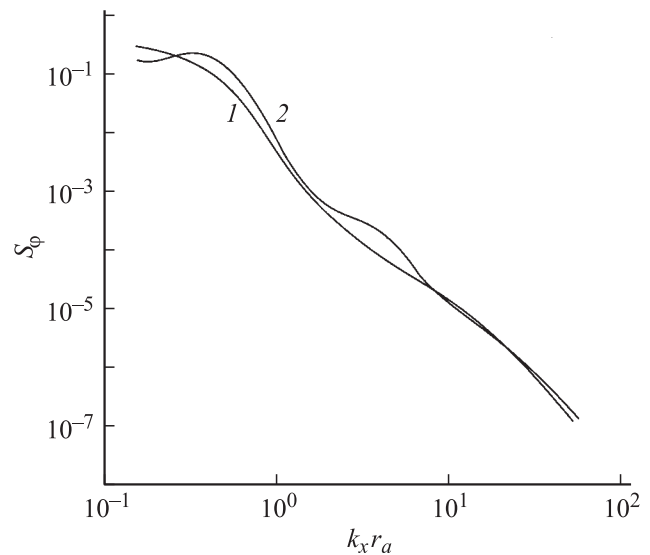


Рис. 9. Спектр флуктуаций фазы в круглой струе при $Re = 5 \cdot 10^3$ (1) и $Re = 1.5 \cdot 10^4$ (2).

от начального участка характерный размер вихревых структур увеличивается, а обмен количеством движения между слоем и окружающей жидкостью интенсифицируется. Контуры когерентной структуры представляют собой эллипсы, что означает анизотропию турбулентных пульсаций в области, где присутствуют крупномасштабные вихри.

Генерация вихрей связана с неустойчивостью типа Кельвина–Гельмгольца сдвигового слоя. Максимумы и минимумы завихренности приблизительно соответствуют центрам вихрей. При низких числах Рейнольдса ($Re \sim 10^3$) вблизи среза струя является практически осесимметричной. При увеличении числа Рейнольдса (до $Re \sim 10^4$) и расстояния от среза сопла появляется слабая синусоидальная мода.

Для волнового спектра в свободной струе для $Re = (2-8) \cdot 10^4$ при высоких волновых числах $2r_a k_x > 1$

имеет место степенная зависимость

$$S_\varphi(k_x L) \sim (2r_a k_x)^{-q},$$

где $q \sim 2.5$ (рис. 9). Спектр для струи круче, чем для слоя смешения из-за более сильного турбулентного перемешивания. При этом число Рейнольдса, вычисленное по параметрам на срезе сопла, не оказывает существенного влияния на спектр.

Заключение

Моделирование крупных вихрей турбулентных течений дает полную информацию о средних и флуктуирующих параметрах потока, что позволяет рассчитать параметры, связанные с распространением излучения в случайно-неоднородной среде, без использования полуэмпирических моделей и упрощающих предположений.

Результаты моделирования крупных вихрей аэрооптических эффектов в пограничном слое на плоской пластине, свободном слое смешения и круглой турбулентной струе показывают, что спектр флуктуаций фазы достаточно слабо зависит от параметров на входе в расчетную область (такое влияние имеет место при больших волновых числах). Применение полуэмпирических моделей турбулентности приводит к погрешностям при расчете дисперсии флуктуаций фазы волнового фронта.

Полученные результаты могут быть полезными для учета влияния флуктуаций плотности на прохождение оптического излучения через случайно-неоднородную среду в расчетах, основанных на решении осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса. Разработанные средства численного моделирования могут быть использованы для исследования искажений фазовой функции когерентного светового луча, индуцированных турбулентными флуктуациями параметров среды, в оптических измерительных системах и других устройствах.

Список литературы

- [1] Зуев В.Е. Распространение видимых и инфракрасных волн в атмосфере. М.: Сов. радио, 1970. 496 с.
- [2] Jumper E.J., Fitzgerald E.J. // Prog. Aerosp. Sci. 2001. Vol. 37. P. 299–339.
- [3] Gordeyev S., Jumper E.J. // AIAA Paper. 2005. N 2005–4657. 14 p.
- [4] Sutton G.W. // AIAA J. 1985. Vol. 23. N 10. P. 1525–1537.
- [5] Tromeur E., Garnier E., Sagaut P. // J. of Fluid Eng. 2006. Vol. 128. P. 239–246.
- [6] Dimotakis P.E., Catrakis H.J., Fourquette D.C. // J. of Fluid Mech. 2001. Vol. 433. P. 105–134.
- [7] Wyckham C.M., Zaidi S.H., Miles R.B., Smits A.J. // AIAA Paper. 2003. N 2003–4308. 11 p.
- [8] Carroll B.F., Boulos E., Sytsma M., Cattafesta L.N., Hubner J.P., Sheplak M. // AIAA Paper. 2004. N 2004–0936. 10 p.
- [9] Catrakis H.J., Aguirre R.C., Nathman J.C., Garcia P.J. // J. of Turbulence. 2006. Vol. 7. N 54. P. 1–21.

- [10] Волков К.Н., Емельянов В.Н. // Письма в ЖТФ. 2006. // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. Вып. 3. С. 1–7.
- [11] Sutton G.W. // Appl. Opt. 1994. Vol. 33. N 18. P. 3972–3976.
- [12] Truman C.R. // AIAA Paper. 1992. N 92–2817. 12 p.
- [13] Wei H., Chen C.P. // Int. J. of Heat and Mass Tran. 1996. Vol. 39. N 18. P. 3989–3991.
- [14] Huang P.G., Coleman G.N., Bradshaw P. // J. of Fluid Mech. 1995. Vol. 305. P. 185–218.
- [15] Котеров В.Н., Савельев А.Д., Толстых А.И. // Мат. моделирование. 1997. Т. 9. № 1. С. 27–39.
- [16] Yakhot A., Orszag S.A., Yakhot V., Israeli M. // J. of Sci. Comput. 1986. Vol. 1. P. 1–51.
- [17] Волков К.Н. // Вычислительные методы и программирование. 2005. Т. 6. № 1. С. 43–60.
- [18] Chakravarthy S.R., Osher S. // AIAA Paper. 1985. N 85–0363. 12 p.