

03;07

Аэрооптические эффекты в турбулентном потоке

© К.Н. Волков, В.Н. Емельянов

Балтийский государственный технический университет „Военмех“
им. Д.Ф. Устинова, С.-Петербург
E-mail: cmdsem@bstu.spb.su

Поступило в Редакцию 28 сентября 2005 г.

Проводится моделирование крупных вихрей и связанных с ним аэрооптических эффектов в турбулентном пограничном слое, свободном слое смещения и затопленной струе. 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 уравнений Рейнольдса.

PACS: 47.27.-i, 92.60.hw

Введение. Прохождение световой волны через случайно-неоднородную среду, например турбулентный пограничный слой или сдвиговый поток, сопровождается возникновением различных оптических aberrаций. В то время как оптические aberrации во внешней области пограничного слоя носят регулярный характер и сравнительно невелики, определяющее влияние 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 связано с относительно низкими частотами, и они сравнительно легко выявляются современными экспериментальными средствами [2]. 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.

Турбулентное перемешивание приводит к флуктуациям показателя преломления в пространстве и времени. Связь показателя преломления с плотностью устанавливается на основе закона Гладстоуна–Дейла. При прохождении волны через случайно-неоднородную среду флуктуации также претерпевают ее амплитуда и фаза, 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 [3].

Расширение пучка делает невозможным его фокусировку на больших расстояниях 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).

Флуктуации направления распространения луча сказываются 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 расстояниях (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 (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 (рассеивание света).

В отличие от потоков, формирующихся за счет турбулентного перемешивания среды, 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 $l_{\rho\rho}$ связаны с дисперсией фазы волны σ_φ^2 при помощи соотношения

$$\sigma_\varphi^2 = \beta^2 \int \sigma_\rho^2 l_{\rho\rho} dy, \quad \beta = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{dn}{d\rho}. \quad (1)$$

Вместо (1) для оценки уровня флуктуаций фазы в пограничном слое обычно используется полуэмпирическая формула [3]

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

где $\beta = kG$, G — постоянная Гладстоуна–Дейла, l_y — масштаб турбулентности в направлении, нормальном к стенке ($l_y \sim 0.1\delta$, 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, $A = 0.1 \div 0.2$. При $l_y \ll \delta$ для уточнения (2) предлагается использовать соотношение [3]

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

где L — путь, прошедший оптическим лучом. Интегрирование производится поперек пограничного слоя.

Оценка дисперсии плотности потока как разности плотностей среды около стенки и внешней области пограничного слоя является приближенной. В отличие от решения уравнений Рейнольдса, прямое численное моделирование и моделирование крупных вихрей позволяют

получить поле флуктуаций плотности, а также распределения параметров σ_ρ^2 и $l_{\rho\rho}$ из решения полных или фильтрованных уравнений Навье–Стокса.

Методика численного моделирования аэрооптических характеристик дозвукового потока воздуха около плоской прямоугольной выемки, включая поле турбулентных пульсаций показателя преломления, предлагается в [4]. 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 пренебрегают по сравнению с флуктуациями температуры. Однако для аэродинамических приложений указанная гипотеза нарушается для вихревых структур максимального масштаба [5], а определение пульсационных параметров потока их средних значений связано с пренебрежением микроструктурой турбулентного потока.

В данной работе моделирование аэрооптических эффектов в пограничном слое на плоской пластине, нестационарном свободном слое смещения и круглой затопленной струе проводится на основе метода крупных вихрей. Крупные вихревые структуры, несущие максимум 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. Полученные результаты используются для исследования искажений фазы когерентного светового луча, индуцированных турбулентными флуктуациями параметров потока.

Возмущение фазы волны. Фазовая функция волнового фронта определяется по формуле

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

где $\mathbf{k} = 2\pi\mathbf{l}/\lambda$ представляет собой волновой вектор, а \mathbf{l} характеризует направление распространения волны. Показатель преломления находится из соотношения $n(\mathbf{x}, t) \equiv k_0/k(\mathbf{x}, t)$, где индекс 0 относится к параметрам в вакууме.

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. Напряженность поля возмущенной волны получается путем умножения решения волнового уравнения на множитель $\exp(-i\Delta\varphi)$, где $\Delta\varphi(x, y)$ обозначает возмущение фазы при прохождении волны через слой толщиной L . Распределение фазы волны получается при помощи интегрирования распределения показателя преломления по толщине слоя

$$\Delta\varphi(x, y) = k \int_0^L \Delta n(x, y, z) dz,$$

где $\Delta n(x, y, z)$ представляет собой изменение показателя преломления среды вдоль пути луча.

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

$$\varphi(x, y, z_1) = k_0 \int_0^{z_1} n(x, y, z) dz, \quad (4)$$

где $\varphi(x, y, z_1)$ представляет собой распределение фазы в плоскости (x, y) , нормальной к направлению распространения волны z в момент времени t .

Результаты расчетов представляются в виде [5]

$$\tilde{\varphi}(x, y, z_1) = \frac{\varphi(x, y, z_1)}{k_0 L \Delta n} \simeq \frac{1}{L \Delta n} \int_0^{z_1} [n(x, y, z) - n_\infty] dz. \quad (5)$$

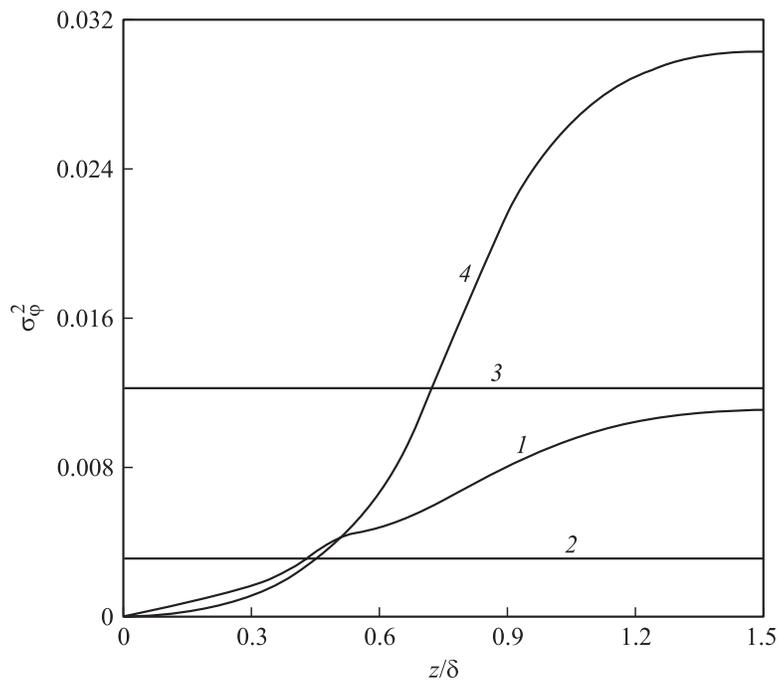
В направлении распространения луча

$$\psi(x) = L \frac{\partial \tilde{\varphi}}{\partial x} = \frac{1}{\Delta n} \int_0^{z_1} \frac{\partial n}{\partial x} dz.$$

Для спектра имеем

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

где L — размер области турбулентного перемешивания.



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

Для слоя смешения принимается, что $\Delta n = |n_1 - n_2|$ и $L = 2\delta$, где δ — локальная ширина зоны смешения, 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 индекс a относится к параметрам на срезе сопла.

Результаты расчетов. Течение описывается фильтрованными по пространству уравнениями Навье–Стокса, которые формально совпадают с нестационарными уравнениями Рейнольдса. Для замыкания используется RNG-модель подсеточной вязкости. Уравнения дискретизируются при помощи метода контрольного объема и разностных схем повышенной разрешающей способности по времени и пространству (пятишаговый метод Рунге–Кутты для производных по времени, схема

MUSCL — для невязких потоков и центрированных разностей второго порядка — для вязких потоков). Система разностных уравнений решается многосеточным методом на основе схемы полной аппроксимации.

Результаты расчетов, относящиеся к пограничному слою на плоской пластине, приведены на рисунке при $M = 0.8$ и $Re = 10^5$. Пластина имеет постоянную температуру $T_w = 300$ К. Результаты расчетов по соотношению (3) (кривая 4) дают завышенные значения по сравнению с моделью [3] (кривые 2 и 3), описываемой соотношением (2). В отличие от кривой 4, распределение дисперсии фазы волны, полученное на основе моделирования крупных вихрей (кривая 1), имеет точку перегиба.

Расчеты течения в слое смешения проводились в диапазоне $M_c = 0.4 \div 1.2$, где $M_c = (u_1 - u_2)/(a_1 + a_2)$, a — скорость звука. Индексы 1 и 2 относятся к смешивающимся потокам. Для волнового спектра в слое смешения и промежуточном диапазоне волновых чисел имеет место степенная зависимость $S_\varphi(k_x L) \sim (k_x L)^{-q}$, где $q \sim 2$. Сжимаемость слабо сказывается на поведении спектра (в основном при больших волновых числах).

Для волнового спектра в свободной струе для $Re = (2 \div 8) \cdot 10^4$ 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 $q \sim 2.5$. 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. 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.

Список литературы

- [1] Зув В.Е. Распространение видимых и инфракрасных волн в атмосфере. М.: Сов. радио, 1970.
- [2] Gordeyev S., Jumper E.J. // AIAA Paper. 2005. N 2005-4657. 14 p.
- [3] Sutton G.W. // AIAA Journal. 1985. V. 23. N 10. P. 1525-1537.
- [4] Котеров В.Н., Савельев А.Д., Толстых А.И. // Математическое моделирование. 1997. Т. 9. № 1. С. 27-39.
- [5] Dimotakis P.E., Catrakis H.J., Fourquette D.C. // J. of Fluid Mechanics. 2001. V. 433. P. 105-134.