



СОДЕРЖАНИЕ

Статьи

<i>Пелиновский Е.Н., Талипова Т.Г.</i> Безотражательное распространение волн в сильно неоднородных средах	4
<i>Чаликов Д.В.</i> Трансформация гармонических волн на глубокой воде	14
<i>Волков К.Н., Емельянов В.Н., Курова И.В.</i> Моделирование крупных вихрей в задачах гидрофизики и гидроакустики	22
<i>Карлин Л.Н., Рябченко В.А., Ванкевич Р.Е., Еремина Т.Р., Исаев А.В., Неелов И.А.</i> Испытание оперативной океанографической системы при прогнозе гидродинамических характеристик в Финском заливе Балтийского моря	39
<i>Никифоров С.Л., Попов В.А., Попов О.Е., Селезнев И.А.</i> Концепция создания единой базы геоакустических данных морского дна и технологии геоакустического моделирования	49
<i>Долин Л.С.</i> Лидарный метод измерения частотно-контрастной характеристики водных слоев	62
<i>Дашевский О.Ю., Нежевенко Е.С.</i> Методы апертурного синтеза гидроакустических антенн в пассивном режиме и их испытание на тестовых и реальных сигналах	72

Конференции

XXII семинар «Струйные, отрывные и нестационарные течения» (<i>Матвеев С.К., Усков В.Н.</i>)	86
--	----

Из истории науки

Г.И. Марчук о физике атмосферы и океана	87
---	----

Поздравляем!	91
---------------------------	----

Хроника	94
----------------------	----

Правила представления материалов в редакцию.....	97
--	----

CONTENTS

Articles

<i>Pelinovsky E.N., Talipova T.G. Non-reflective Wave Propagation in Strongly Inhomogeneous Media</i>	4
---	---

It is well known that wave dispersion in inhomogeneous media leads to energy flux weakening on large distances. The more interesting cases are when inhomogeneity does not prevent wave propagation. This problem is studied here for internal waves in the ocean. Firstly, the penetration of internal waves into a deep ocean, stratified with density and current, is discussed, and it is shown that there is sufficient number of stratification profiles allowing non-reflected wave propagation into the ocean bulk. Further the internal wave propagation in two-layer stratified ocean of variable depth is investigated. The set of bottom profiles where the wave energy is not scattered, is also found.

Key words: non-reflected wave propagation, internal waves, non-reflected stratification and bottom profile.

<i>Chalikov D.V. Harmonic Wave Deep Water Transformation</i>	14
--	----

Precise numerical model of potential; surface waves is used to investigate the wave field evolution, initially assigned as a train of harmonic waves. It is shown that harmonic wave of any amplitude quickly generates the new modes, which undergo the complicated evolution. These modes can be referred neither to bound waves nor to free waves.

Key words: harmonic waves, instability, numerical modelling, Stokes waves.

<i>Volkov K., Emelyanov V., Kurova I. Large-eddy Simulation in Hydrophysical and Hydroacoustic Problems</i>	22
---	----

Applications of large-eddy simulation (LES) technique to the solution of problems of hydrophysics and hydroacoustics are considered. Solutions of some model problems (free mixing layer, free sub-sonic non-isothermal turbulent jet flowing out of circular nozzle into submerged space, and aero-optical effects in turbulent flows) are presented. The results obtained are compared to the data calculated with the numerical solution of the Reynolds-averaged Navier–Stokes equations and equations of the k – ϵ turbulence model, as well as to the available experimental data. The conclusions related to the perspectives of use of this technique in the problems of hydrophysics and hydroacoustics are made.

Key words: turbulence, large-eddy simulation, computational fluid dynamics, jet, mixing layer.

<i>Karlin L.N., Ryabchenko V.A., Vankevich R.E., Eremina T.R., Isaev A.V., Neelov I.A.</i> Testing an Operational Oceanographic System Testing by Means of Forecasting of Hydrodynamical Characteristics in the Gulf of Finland of the Baltic Sea	39
--	----

An operational system for forecasting of hydrodynamic characteristics in the Gulf of Finland GULFOOS (the Gulf of Finland Operational Oceanographic System) has been developed. The system is based on the hydrodynamic module of St. Petersburg Baltic Eutrophication Model. The system has been working in the operation mode from May 2009 using data from short-term weather forecasts for the North-West Region of Russia and forecasts of boundary conditions at the entrance in the Gulf of Finland. 48-hour model forecasts were compared to observed vertical temperature and salinity profiles and water level in Kronshtadt. The comparison showed that the model system simulates the observations quite well.

Key words: operational oceanography, hydrodynamic forecast, the Gulf of Finland.

<i>Nikiforov S.L., Popov V.A., Popov O.E., Seleznev I.A.</i> The Concept of Common Sea-Bottom Geoacoustic Database Creation and Geoacoustic Modeling Techniques	49
---	----

The authors consider some problems of supporting Russia sea activity in the important water areas of the World ocean, which cause creation of geoacoustic databases and the geoacoustic models of a sea-bottom required for all carriers of sonar means of underwater conditions imaging for operative forecasting of surveillance conditions in the navigation area and supporting efficient operation of adaptive hydroacoustic information processing algorithms. The concept of common water areas sea-bottom database creation and sea bottom geoacoustic modeling techniques are offered. Data about structure of a perspective integrated sonar system of sea-bottom monitoring and problems solved with its help are cited.

Key words: geoacoustic model, database, sonar means, acoustic characteristics, offshore area.

<i>Dolin L.S.</i> Lidar Methods for Measurement of Modulation Transfer Function of Water Layers	62
--	----

We develop algorithms for retrieval of the water layer modulation transfer function (MTF) from the radiance of backscattered laser pulse. A lidar diagram is developed for remote measuring of the MTF. The water optical properties are then retrieved from measured MTF. We also propose a laser imaging system for sea bottom observation which corrects image distortion caused by light scattering in the water.

Key words: lidar, imaging, water, modulation transfer function, image correction.

<i>Dashevskii O.Yu., Nejevenko E.S.</i> Passive Aperture Synthesis Techniques for Towed Arrays and Their Probation with Test and Real Signals	72
--	----

The paper contains a brief review of aperture synthesis techniques for towed arrays operating in passive mode. A technique is suggested that is able to process wideband signals, also from multiple sources (as opposed to known techniques). The results of experimental studies of aperture synthesis are presented, obtained both from computer-generated signals (SynApp program has been developed for this purpose), and from signals of a real underwater towed array.

Key words: hydroacoustics, aperture synthesis, beamforming, modeling.

УДК 532.517.4:534-14

© К.Н. Волков, В.Н. Емельянов, И.В. Курова

Балтийский государственный технический университет «ВОЕНМЕХ» им. Д.Ф. Устинова, Санкт-Петербург
yaiv@mail.ru

МОДЕЛИРОВАНИЕ КРУПНЫХ ВИХРЕЙ В ЗАДАЧАХ ГИДРОФИЗИКИ И ГИДРОАКУСТИКИ

Рассмотрены возможности использования метода моделирования крупных вихрей (Large Eddy Simulation, LES) для решения задач гидрофизики и гидроакустики. Приводятся решения ряда модельных задач (течение в слое смешения, течение в дозвуковой неизотермической турбулентной струе, истекающей из круглого сопла в затопленное пространство, аэрооптические эффекты в турбулентных потоках). Результаты расчетов сравниваются с данными, полученными на основе решения осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса и уравнений $k - \epsilon$ модели турбулентности, а также с имеющимися данными физического эксперимента. Делаются выводы о перспективах использования данного подхода в задачах гидрофизики и гидроакустики.

Ключевые слова: турбулентность, моделирование крупных вихрей, расчет течений жидкости, струя, слой смешения.

Интерес к исследованию турбулентности в океане вызывается тем, что в местах ее существования происходит интенсивная передача количества движения и тепла, распространение пассивных примесей, перенос взвешенных частиц, рассеяние звуковой и оптической энергии. Процессы, связанные с турбулентностью, оказывают существенное влияние на формирование и пространственную структуру физических, химических и биологических полей океана и на их изменение в пространстве и времени. Прикладное значение имеет также изучение поведения крупномасштабных турбулентных вихрей, их эволюции в квазидвухмерные вихревые структуры (pancake eddies) и взаимодействие индивидуальных вихрей со стратификацией среды, приводящей к генерации случайных внутренних волн.

В океане, помимо регулярных возмущений, наблюдаются случайные флуктуации различных параметров в пространстве и времени, обусловленные существованием в толще океана турбулентности, внутренних волн, флуктуаций температуры, солености и плотности, приводящие к локальным изменениям параметров среды.

В акустике океана рассматривается влияние изменчивости динамического состояния океана на распространение звуковых волн и использование акустических волн для исследования структуры океана. Звуковая волна взаимодействует со всеми полями, существующими в среде. В результате такого взаимодействия высокочастотная звуковая волна оказывается промодулированной и становится источником информации о динамическом состоянии среды. По характерным изменениям акустического поля, вызванным локальными динамическими процессами в океане, судят о некоторых характеристиках этих процессов и гидрофизических полей в океане.

Несмотря на достаточно большой объем исследований проблема прогнозирования газодинамических и акустических полей в турбулентных потоках далека от своего решения и требует дальнейшего исследования. Известные подходы к численному моделированию (полуэмпирические модели турбулентности, основанные на концепции вихре-

вой вязкости или привлечении уравнений переноса рейнольдсовых напряжений, прямое численное моделирование) не позволяют детализировать вихревую структуру потока либо в связи с ограниченностью используемых подходов (решение осредненных уравнений Навье-Стокса), либо в связи с ограниченными возможностями вычислительной техники (прямое численное моделирование). Несомненный интерес представляет приложение к гидрофизическим задачам метода моделирования крупных вихрей, который получил в последнее время широкое применение в газодинамических задачах.

Пространственно-временные масштабы

В океане различают неоднородности горизонтального и вертикального развития, которые порождаются иерархией разномасштабных по пространству и времени процессов (мелкомасштабный, тонкоструктурный, мезомасштабный, крупномасштабный). Пространственный спектр масштабов рассматриваемых явлений, приводящих к изменчивости океанологических полей, изменяется от молекулярных масштабов до размера океана [1, 2]. При этом пространственный и временной спектры масштабов не являются непрерывными, а образуют многомодальный спектр, масштабы в котором имеют различные физические причины порождения.

Мелкомасштабный интервал включает структурные неоднородности с размерами от долей миллиметра до 1–2 м и связывается с мелкомасштабной турбулентностью, молекулярными процессами и короткопериодной частью спектра внутренних волн. Временные масштабы микроструктуры ограничиваются высокочастотной компонентой спектра флуктуаций гидрофизических полей (доли секунды) и локальной частотой Вьяйсяля-Брента $N^2 = (g / \rho_0) (\partial \rho / \partial z)$, где g – ускорение свободного падения, ρ и ρ_0 – средняя и текущая плотности морской воды.

Тонкоструктурный интервал включает неоднородности с вертикальными размерами от масштабов локально-изотропных турбулентных пульсаций скорости жидкости в устойчиво стратифицированной среде $L \sim \varepsilon^{1/2} / N^{3/2}$, где ε – скорость диссипации кинетической энергии турбулентности, минимальные оценки которого составляют от 10 см до нескольких десятков метров. Горизонтальная протяженность таких неоднородностей на два–три порядка больше их вертикального размера. Данный интервал связывается с дифференциально-диффузионной конвекцией, короткопериодными внутренними волнами, турбулентным перемешиванием и другими процессами. Время существования тонкоструктурных слоев в области длиннопериодной части спектра изменяется от нескольких часов до нескольких суток. За минимальный срок существования обычно принимается локальный период Вьяйсяля-Брента.

Мезомасштабный интервал включает вертикальные масштабы с размерами от нескольких до сотен метров, а их горизонтальные размеры изменяются от 10^2 до 10^4 м. Пространственные масштабы тонкоструктурных и мезомасштабных неоднородностей физических полей частично перекрываются [1, 2]. Максимальные времена жизни мезоструктур составляют месяцы и годы. Минимальный срок существования мезоструктур условно ограничивается одним часом.

Крупномасштабный интервал включает крупномасштабные квазистационарные течения и противотечения, меандры и ринги, образованные такими течениями, синоптические вихри, которые вносят основной энергетический вклад в изменчивость морской среды (их аналогом в атмосфере являются циклоны и антициклоны), волны Россби и другие. Основными структурообразующими факторами являются вращение Земли и ее сферичность. Пространственные масштабы составляют по вертикали от 100 м до всей толщи океана, а по горизонтали – от 100 км до размеров океана. Такие структуры являются устойчивыми, а время их существования составляет от нескольких лет и более.

Широкий спектр пространственных и временных масштабов вихревых структур в океане, а также сложности расчета акустических характеристик, затрудняют выбор нужного подхода к моделированию турбулентности, а также его численную реализацию [3]. Требуется оптимизация используемых вычислительных технологий, которая исключала бы или сводила к минимуму неоправданные затраты вычислительных ресурсов.

Методы моделирования турбулентных течений

Среди методов моделирования турбулентных потоков выделяют прямое численное моделирование (Direct Numerical Simulation, DNS), решение осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса (Reynolds-Averaged Navier-Stokes, RANS), моделирование крупных вихрей (Large Eddy Simulation, LES); имеются также комбинированные (гибридные) подходы, сочетающие в себе те или иные черты DNS, RANS и LES, в частности, моделирование отсоединенных вихрей (Detached Eddy Simulation, DES) и гибридный LES/RANS подход (Hybrid LES/RANS), а также ряд других, не имеющих должного физического обоснования и потому не получивших широкого распространения.

Области приложения перечисленных подходов вполне определились, а полученные результаты позволяют дать оценку границ применимости, возможностей и перспективности каждого из них.

Прямое численное моделирование предполагает решение полных (нестационарных и трехмерных) уравнений Навье-Стокса (без какого-либо предварительного осреднения). При таком подходе разрешаются все масштабы турбулентного движения, что позволяет рассчитать амплитудно-частотные и средние характеристики потока при помощи осреднения по достаточно длинному (статистически представительному) интервалу времени. Для использования DNS требуются мощные вычислительные ресурсы, а возможности его применения на практике ограничиваются расчетами течений с довольно простой геометрией и сравнительно малыми числами Рейнольдса (порядка $10^3 \div 10^4$).

Решение *осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса* требует намного меньших вычислительных ресурсов, поскольку в рамках этого подхода вклад в среднее движение всех масштабов турбулентности моделируется. Используемые для замыкания уравнений Рейнольдса модели турбулентности не обладают приемлемой универсальностью, а потому не могут применяться для решения широкого круга прикладных задач. В частности, это относится к течениям, для которых характерно наличие относительно устойчивых трехмерных и нестационарных структур с размерами порядка макромасштаба потока.

Метод *моделирования крупных вихрей* является компромиссным вариантом между DNS и решением RANS. Данный подход ограничивается расчетом течений только в масштабах, превышающих некоторую заданную величину (ширину фильтра). Крупномасштабные компоненты турбулентности, размеры которых сопоставимы с характерным масштабом задачи, образуются из среднего течения благодаря работе по преодолению вязких или рейнольдсовых напряжений. Мелкие вихри (коротковолновая часть спектра) имеют универсальную структуру и характеристики, которые определяются скоростью диссипации кинетической энергии и вязкостью, сравнительно слабо зависят от геометрии течения и внешних условий и моделируются при помощи моделей подсеточного масштаба (Sub-Grid Scale, SGS). На практике требуется применение достаточно мелких сеток, обеспечивающих разрешение крупных вихревых структур, лежащих вне инерционного интервала, удовлетворяющего закону Колмогорова-Обухова.

Комбинированные подходы сочетают в себе достоинства LES и RANS при устранении или смягчении недостатков, присущих каждому из них. Несмотря на имеющийся положительный опыт применения на практике, области применимости комбинированных подходов ограничиваются, в основном, внешними задачами газовой динамики

(обтекание тел с отрывными зонами), в которых применение LES или RANS затрудняется рядом факторов (мелкая сетка, отрыв потока, выбор модели турбулентности).

Моделирование крупных вихрей

Вводится обобщенный фильтр, дающий формальное определение операции осреднения и позволяющий исключить из рассмотрения масштабы меньше ширины фильтра [3-5]:

$$\bar{f}(\mathbf{x}, t) = \int_D f(\xi, t) g(\mathbf{x}, \xi, \Delta) d\xi. \quad (1)$$

В том случае, когда функция $g(\mathbf{x}, \xi)$ зависит только от разности $\mathbf{x} - \xi$, операции дифференцирования и фильтрации коммутируют, и обобщенный фильтр (1) вводится как интеграл свертки [3-5].

При конечно-объемной дискретизации уравнений Навье-Стокса фильтрация осуществляется неявным образом [3-5]:

$$\tilde{f}(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{V} \int_V f(\xi, t) d\xi, \quad (2)$$

где V – контрольный объем. Согласно (2) значения параметров потока в дискретных точках представляют собой средние величины по объему ячейки разностной сетки.

При моделировании сжимаемых течений вводятся средневзвешенные параметры потока $\tilde{f} = \overline{\rho f} / \bar{\rho}$ (используется осреднение по Фавру).

Ширина фильтра обычно связывается с объемом ячейки разностной сетки:

$$\Delta = V^{1/3} = (\Delta x \Delta y \Delta z)^{1/3},$$

где V – объем ячейки; Δx , Δy , Δz – шаги сетки в различных координатных направлениях.

В декартовой системе координат (x, y, z) нестационарное течение вязкой сжимаемой жидкости описывается следующим уравнением, записанным относительно фильтрованных по пространству величин:

$$\frac{\partial \mathbf{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}_x}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{F}_y}{\partial y} + \frac{\partial \mathbf{F}_z}{\partial z} = \mathbf{H}. \quad (3)$$

Уравнение (3) дополняется уравнением состояния совершенного газа:

$$p = (\gamma - 1) \rho \left[e - \frac{1}{2} (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 - \omega^2 r^2) \right].$$

Вектор консервативных переменных \mathbf{Q} и вектора потоков \mathbf{F}_x , \mathbf{F}_y , \mathbf{F}_z имеют следующий вид:

$$\mathbf{Q} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho v_x \\ \rho v_y \\ \rho v_z \\ \rho e \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F}_x = \begin{pmatrix} \rho v_x \\ \rho v_x v_x + p - \tau_{xx} \\ \rho v_x v_y - \tau_{xy} \\ \rho v_x v_z - \tau_{xz} \\ (\rho e + p) v_x - v_x \tau_{xx} - v_y \tau_{xy} - v_z \tau_{xz} + q_x \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{F}_y = \begin{pmatrix} \rho v_y \\ \rho v_y v_x - \tau_{yx} \\ \rho v_y v_y + p - \tau_{yy} \\ \rho v_y v_z - \tau_{yz} \\ (\rho e + p)v_y - v_x \tau_{yx} - v_y \tau_{yy} - v_z \tau_{yz} + q_y \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F}_z = \begin{pmatrix} \rho v_z \\ \rho v_z v_x - \tau_{zx} \\ \rho v_z v_y - \tau_{zy} \\ \rho v_z v_z + p - \tau_{zz} \\ (\rho e + p)v_z - v_x \tau_{zx} - v_y \tau_{zy} - v_z \tau_{zz} + q_z \end{pmatrix}.$$

Неинерциальность системы отсчета (система координат вращается с угловой скоростью ω) учитывается введением в источник член \mathbf{H} кориолисовой и центробежной сил:

$$\mathbf{H} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \rho\omega(y\omega + 2v_x) \\ \rho\omega(z\omega - 2v_y) \\ 0 \end{pmatrix}.$$

Компоненты тензора вязких напряжений и составляющие вектора теплового потока находятся из соотношений:

$$\tau_{ij} = \mu_{eff} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial v_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right), \quad q_i = -\lambda_e \frac{\partial T}{\partial x_i}.$$

Здесь t – время; r – радиус вращения; ρ – плотность; ω – угловая скорость; v_x, v_y, v_z – составляющие скорости; p – давление; e – полная энергия единицы массы; T – температура; γ – отношение удельных теплоемкостей.

Уравнение (3) формально совпадает с нестационарными уравнениями Рейнольдса, но записывается относительно фильтрованных величин, а не относительно средних значений искомым функций. Уменьшение ширины фильтра позволяет воспроизвести более широкий частотный диапазон флуктуаций параметров потока, а ее увеличение способствует сглаживанию решения (LES при $\Delta \rightarrow 0$ переходит в DNS).

При моделировании ламинарных течений эффективная вязкость полагается равной молекулярной вязкости ($\mu_{eff} = \mu$). При моделировании турбулентных течений эффективная вязкость μ_{eff} вычисляется как сумма молекулярной μ и подсеточной μ_{sgs} вязкости, а эффективная теплопроводность λ_e выражается через вязкость и число Прандтля:

$$\mu_{eff} = \mu + \mu_{sgs}, \quad \lambda_e = c_p \left(\frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_{sgs}}{Pr_{sgs}} \right),$$

где c_p – теплоемкость при постоянном давлении. Подсеточному числу Прандтля обычно присваивается постоянное значение (для воздуха $Pr_{sgs} = 0.7$).

Метод моделирования крупных вихрей требует постановки нестационарных граничных условий [3]. Свободные сдвиговые течения неустойчивы, и колебания в них возникают при отсутствии внешних источников возмущений.

Средние значения искомым функций задаются исходя из данных физического эксперимента или рассчитываются при помощи интегрирования осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса. На средние значения накладываются случайные флуктуации, распределение вероятности которых во времени подчиняется нормальному закону

распределения с нулевым математическим ожиданием и заданной дисперсией (например, случайные возмущения в виде белого шума).

При расчете стационарных течений на границе, через которую жидкость покидает расчетную область, обычно выставляются мягкие граничные условия, выражающие условие о равенстве нулю производной по нормали к границе ($\partial/\partial n = 0$). Для нестационарных расчетов широкое применение находят неотражающие граничные условия.

Подсеточные модели

Информация о турбулентных структурах с размерами меньшими ширины фильтра при фильтрации теряется, и для замыкания уравнения (3) используются подсеточные модели. Необходимым (но в ряде случаев недостаточным) условием корректной работы подсеточных моделей является способность замыкания имитировать прямой энергетический каскад от крупных вихрей к мелким [3–6].

Модели, основанные на концепции вихревой вязкости (Eddy Viscosity Model, EVM), составляют наиболее широкий и представительный класс подсеточных моделей. Подсеточная вихревая вязкость зависит либо от локальных параметров потока (модель Смагоринского и ее модификации, модель структурной функции), либо от предыстории течения (динамические и дифференциальные модели, их комбинации и модификации).

В модели Смагоринского подсеточная вязкость вычисляется по формуле [7]:

$$\mu_{sgs} = \rho(C_s \Delta)^2 |S|, \quad (4)$$

$$\text{где } |S| = (2S_{ij}S_{ij})^{1/2}, \quad S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right).$$

Обычно полагается, что $C_s \sim 0.1$.

В модели подсеточной вязкости, построенной на основе теории ренормализованных групп (Renormalization Group, RNG), расчет эффективной вязкости сводится к решению нелинейного алгебраического уравнения [8]:

$$\mu_{eff} = \mu \left[1 + H(X - C) \right]^{1/3}, \quad X = \frac{\mu_{sgs}^2 \mu_{eff}}{\mu^3}, \quad (5)$$

где $H(X)$ – функция Хевисайда; $C = 100$. Подсеточная вязкость находится из соотношения (4), описывающего модель Смагоринского, но с другим значением постоянного множителя ($C_s = 0.157$). В полностью турбулентной области течения $\mu_{sgs} \gg \mu$, поэтому $\mu_{eff} \cong \mu_{sgs}$, и (5) сводится к модели Смагоринского с модельным коэффициентом $C_s = 0.119$. В слабо турбулентной области аргумент функции Хевисайда становится отрицательным, в связи с чем $\mu_{eff} \cong \mu$. Корректное предсказание эффективной вязкости в ламинарной и полностью турбулентной области потока делает возможным использование RNG-модель для расчета переходных режимов течения.

В динамической модели для оценки параметра Смагоринского используется информация, содержащаяся в разрешимых масштабах. Формулировка динамической модели начинается с приближения вихревой вязкости Смагоринского [9]. Вводится пробный фильтр, полоса пропускания которого $\hat{\Delta}$ превышает ширину сеточного фильтра Δ (обычно $\hat{\Delta} = 2\Delta$). Считается, что плотность является функцией только времени, но не пространственных координат, а при вторичной фильтрации значение параметра C_s не изменяется.

Вводится тензор второго порядка L_{ij} (тензор напряжений Леонарда), компоненты которого равняются разности компонент тензоров подсеточных напряжений [9]:

$$L_{ij}^* = L_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} L_{kk} = \frac{1}{\rho} (T_{ij} - \hat{\tau}_{ij}) = \tilde{v}_i \tilde{v}_j - \hat{v}_i \hat{v}_j = -2C_s \hat{\Delta}^2 M_{ij}.$$

Здесь $M_{ij} = \left(\frac{\hat{\Delta}}{\Delta} \right)^2 \left| \hat{S} \right| \hat{S}_{ij} - \left| \hat{S} \right| \hat{S}_{ij}.$

Компоненты L_{ij} представляют собой вклад в напряжения Рейнольдса вихрей, размеры которых изменяются от Δ до $\hat{\Delta}$. Значение параметра $C_E = (C_s \Delta)^2$ выбирается исходя из минимизации ошибки, которую дает $Q = E_{ij} E_{ij}$, где $E_{ij} = L_{ij}^* - T_{ij} + \hat{\tau}_{ij} = L_{ij}^* + 2C_E M_{ij}.$

Используя метод наименьших квадратов и проводя осреднение по объему, получим:

$$C_E = -\frac{1}{2} \frac{\langle L_{ij} M_{ij} \rangle}{\langle L_{kl} M_{kl} \rangle}.$$

Значение параметра Смагоринского, рассчитанное с помощью динамической процедуры, сильно колеблется в пространстве и времени. Специфическая трудность, являющаяся результатом колебаний, состоит в том, что вихревая вязкость становится отрицательной ($C_s < 0$). Такое обстоятельство означает перенос энергии от подсеточных вихрей к разрешимым масштабам [10], приводя к вычислительной неустойчивости. Для предотвращения неустойчивости численной процедуры используется осреднение по однородным направлениям [4], при котором демпфируются высокочастотные гармоники.

В дифференциальной модели вихревая вязкость выражается через подсеточную кинетическую энергию турбулентности:

$$\mu_{sgs} = C_\mu \rho k_{sgs}^{1/2} \Delta, \quad (6)$$

где C_μ – эмпирический коэффициент.

Уравнение для подсеточной кинетической энергии записывается в виде, формально совпадающем с уравнением для кинетической энергии турбулентности в $k-\varepsilon$ модели турбулентности [11] (отличие заключается в форме записи диссипативного члена):

$$\frac{\partial \rho k_{sgs}}{\partial t} + \frac{\partial \rho v_i k_{sgs}}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[(\mu + \mu_{sgs}) \frac{\partial k_{sgs}}{\partial x_i} \right] + 2\mu_{sgs} |S|^2 - C_\varepsilon \rho \frac{k_{sgs}^{3/2}}{\Delta}. \quad (7)$$

Компоненты тензора подсеточных напряжений находятся из градиентных соотношений. Постоянным в (6) и (7) присваиваются значения $C_\mu = 0.067$ и $C_\varepsilon = 0.916$.

Численный метод

Дискретизация уравнения (3) проводится при помощи метода контрольного объема и разностных схем повышенной разрешающей способности по времени и пространству [12]. Для дискретизации по времени используется метод Рунге-Кутты 5-го порядка. Вектор потока расщепляется на невязкую и вязкую составляющие. Для дискретизации невязких потоков применяется метод кусочно-параболической реконструкции (Piecewise Parabolic Method, PPM) и схема Чакраварти-Ошера, а для дискретизации вязких потоков – центрированные конечно-разностные формулы 2-го порядка.

Система разностных уравнений решается многосеточным методом (используется 4 уровня сетки и V-цикл). В качестве сглаживающего алгоритма применяется обобщенный метод взвешенных невязок.

Расчет низкоскоростных областей течения производится при помощи привлечения метода блочного предобуславливания Якоби.

Для распараллеливания вычислительной процедуры применяется интерфейс меж-процессорного взаимодействия MPI [13].

Детали вычислительной процедуры и особенности ее реализации на многопроцессорных вычислительных системах рассматриваются в [3].

Характеристики акустического поля

Задача прогнозирования характеристик акустического поля условно разделяется на газодинамическую и акустические части, решаемые последовательно. В газодинамической части рассчитывается поле турбулентности, а в акустической – находятся характеристики акустического поля путем обработки данных газодинамического расчета.

Для расчета акустического поля в турбулентном потоке широкое распространение получили методы, основанные на эмпирических корреляционных зависимостях и теории подобия или решении уравнений Рейнольдса в сочетании с эмпирическими моделями источников звука. Эти методы являются успешными лишь в расчетах модельных конфигураций, требуя калибровки эмпирических постоянных. Полученная информация используется для выявления широкополосного шума, а описание нестационарного движения и расчет корреляционных функций для оценки акустического излучения на основе среднего поля течения требует привлечения полуэмпирических моделей.

Моделирование крупных вихрей позволяет, в частности, получить информацию, необходимую для расчета звукового поля (поле флуктуаций давления), как часть решения фильтрованных уравнений Навье-Стокса. Обычно используется интегральная форма аналогии Лайтхилла в формулировке Фокса-Уильяма-Хокинга (Ffowcs-Williams-Hawkins, FWH) без учета объемных квадрупольных источников [14].

В методе акустической аналогии Лайтхилла производится расчет поля источника и используется аналитическое решение, описывающее распространение звука от источника к локализованному приемнику. Отражение и рассеяние волн на внешних поверхностях (вне области источника) и влияние сдвига на распространение звука не учитываются.

В отличие от метода Кирхгофа, в методе FWH контрольные поверхности располагаются в непосредственной близости к границам области турбулентного потока, что позволяет ограничить область с мелкой сеткой (необходимой для разрешения широкого спектра турбулентности) областью турбулентного течения, а в остальной части расчетной области использовать сравнительно грубую сетку.

Эта часть расчетной области представляет собой буфер, который поглощает звуковые волны, и, тем самым, препятствует их отражению от границ.

В методе FWH контрольные поверхности повторяют форму расчетной области, что позволяет минимизировать искажение звуковых волн в процессе их распространения от источников шума, находящихся в расчетной области, до контрольной поверхности.

Результаты расчетов

Свободные турбулентные течения являются классическим объектом исследования теоретической, вычислительной и прикладной механики жидкости и газа [3, 15-17]. Такие течения играют существенную роль в задачах гидрофизики и гидроакустики, а также при создании приборов мониторинга окружающей среды и технических устройств.

Слой смешения. Два полубесконечных потока газа движутся в одном направлении со скоростями u_1 и u_2 друг относительно друга вдоль плоскости $x < 0$. В точке $x = 0$ потоки соприкасаются, и далее (при $x > 0$) граница между ними турбулизируется.

Параметрам потока в сечении $x = 0$ присваиваются следующие значения: $\rho = 1.18 \text{ кг/м}^3$, $p = 1.013 \cdot 10^5 \text{ Па}$, $u_1 = 78 \text{ м/с}$, $u_2 = 200 \text{ м/с}$. Для рабочей среды принимаются следующие параметры: $\gamma = 1.4$, $c_p = 1005 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}$, $\mu = 1.4 \cdot 10^{-4} \text{ Па} \cdot \text{с}$, $Pr = 0.72$, $Pr_{sgs} = 0.8$.

Расчеты проводятся на сетке $250 \times 80 \times 80$ при $Re_\delta = 2 \cdot 10^5$ (число Рейнольдса, рассчитанное по толщине потери импульса) и $M_c = 0.8$ (эффективное число Маха). Толщина потери завихренности в начальном сечении равняется $\delta_{\omega 0} = 0.021$ м, что соответствует $Re_\omega = 2.16 \cdot 10^4$ (число Рейнольдса рассчитывается по толщине потери завихренности). Расчетная область имеет длину $25\delta_{\omega 0}$ и ширину $6\delta_{\omega 0}$ (координата y изменяется от $-3\delta_{\omega 0}$ до $+3\delta_{\omega 0}$). В направлении оси z протяженность расчетной области составляет $5\delta_{\omega 0}$ (используются периодические граничные условия). Сгущение узлов сетки производится таким образом, чтобы вблизи линии раздела потоков ширина фильтра приблизительно имела порядок тейлоровского микромасштаба длины [15]. Шаг по времени выбирается равным $\Delta t = 1.5 \cdot 10^{-3}$ с.

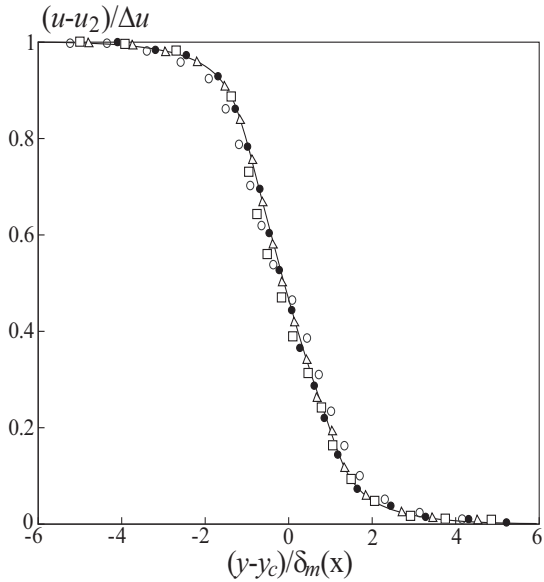


Рис. 1. Профили продольной скорости (\circ – модель Смагоринского, Δ – RNG-модель, \bullet – динамическая модель, \square – дифференциальная модель, линия – теоретический профиль).

Модель Смагоринского приводит к менее наполненному профилю продольной скорости, в то время как RNG и динамическая модели имеют приблизительно одинаковую точность (рис. 1). Дифференциальная модель дает некоторую погрешность в низкоскоростной области течения. Применение RNG-модели, динамической и дифференциальной моделей приводит к увеличению времени счета на 18, 30 и 35 % по сравнению со временем, затраченным без использования какой-либо подсеточной модели.

Распределения сдвиговых напряжений и коэффициента асимметрии (третий момент) показаны на рис. 2 при $M_c = 0.42$.

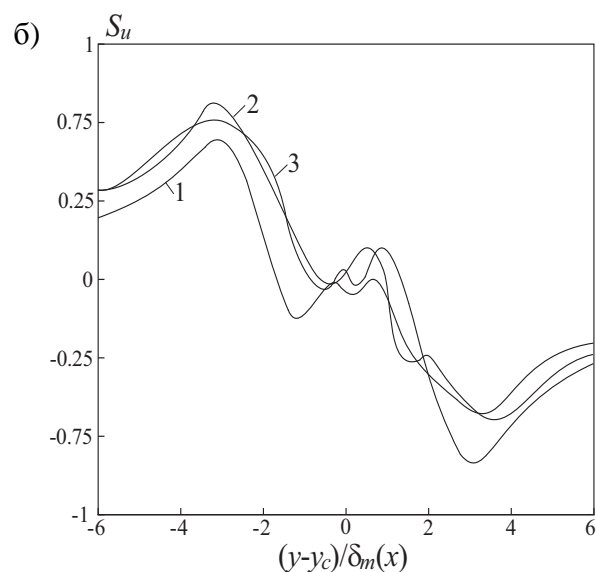
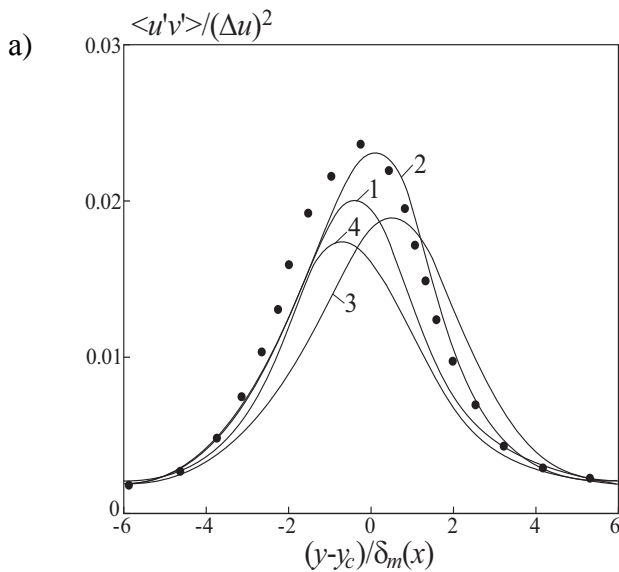


Рис. 2. Распределения сдвиговых напряжений (а) и коэффициента асимметрии (б) в сравнении с данными [18] (значки \bullet) при $x/L_x = 0.6$ (1), 0.7 (2), 0.8 (3), 0.9 (4).

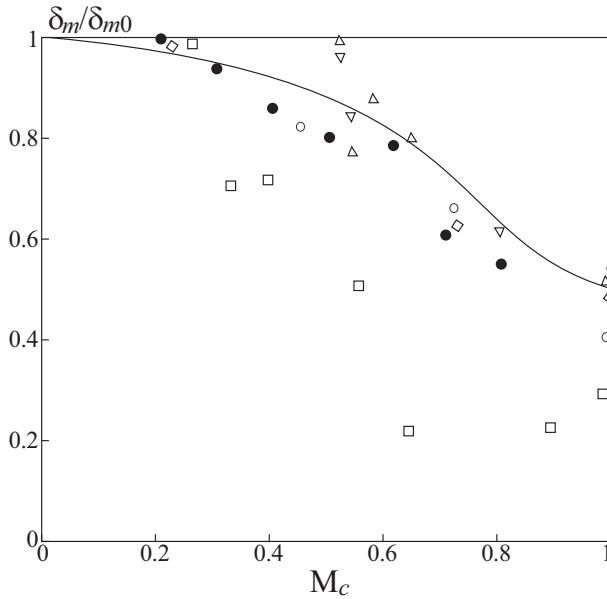


Рис. 3. Зависимость толщины потери импульса от числа Маха (● – расчет, ○ – [18], Δ, ▽, ◇ – [20], □ – [21]).

шается при увеличении эффективного числа Маха (рис. 3), что согласуется с данными [18, 20, 21].

Свободная неизотермическая струя. Результаты моделирования крупных вихрей течения в струе используются для получения распределений корреляционных моментов пульсаций плотности, скорости и температуры, в том числе моментов высшего порядка, а также распределений турбулентного числа Прандтля и постоянной, входящей в формулу для турбулентной вязкости, вдоль оси и поперечных сечениях струйного потока.

Начало системы координат располагается на срезе сопла. Положительный отсчет координаты x ведется в сторону распространения струи. В качестве характерных масштабов для переменных с размерностью длины принимается радиус выходного сечения сопла r_a , а для переменных с размерностью скорости и температуры – скорость u_a и температура T_a газа на срезе сопла. Окружающая среда имеет температуру T_∞ . Течение в струе характеризуется параметром подогрева $\vartheta = T_a/T_\infty$ (для изотермической струи $\vartheta = 1$) и степенью турбулентности на срезе сопла $\theta = u'/u_a$.

Параметрам задачи присваивались следующие значения: $r_a = 5$ мм, $u_a = 80$ м/с, $\rho_a = 0.58 \div 1.26$ кг/м³, $T_a = 280 \div 600$ К, $\rho_\infty = 0.58 \div 1.26$ кг/м³, $T_\infty = 280 \div 600$ К. Параметры на срезе сопла соответствуют числу Рейнольдса $Re = 1.2 \cdot 10^5$, которое поддерживается постоянным за счет изменения динамической вязкости, и степени подогрева $\vartheta = 0.48 \div 2.15$.

Сетка содержит $350 \times 150 \times 150$ ячеек. Расчеты проводятся в области $[0, L_x] \times [-L_y, L_y] \times [-L_z, L_z]$, длина которой составляет $L_x = 100r_a$, а ширина и высота во входном и выходном сечении – $L_y = L_z = 10r_a$ и $L_y = L_z = 40r_a$. На начальном участке струи шаг по переменной x полагается постоянным до $x \sim 10r_a$, а затем постепенно увеличивается по закону геометрической прогрессии. В поперечном сечении сетка сгущается к кромкам сопла.

Результаты расчетов хорошо согласуются с данными физического эксперимента [18] (данные получены при $M_c = 0.46$), за исключением распределения пульсаций поперечной скорости. Переоценка уровня пульсаций поперечной скорости наблюдается в [19] и объясняется переходом энергии от мелкомасштабных вихрей к крупномасштабным. В работе [20] отмечается, что переоценка уровня пульсаций имеет место при использовании различных подсеточных моделей вихревой вязкости.

При переходе через серединную линию тока коэффициент асимметрии изменяет знак. Локальные экстремумы имеют место при $y = \pm 2\delta_m$ и $y = \pm 6\delta_m$. Результаты расчетов качественно согласуются с данными [20], за исключением границ зоны смешения, что объясняется влиянием начальных возмущений.

Толщина потери импульса умень-

Линии уровня вихря скорости приводятся на рис. 4 при $\vartheta = 1.2$. В сдвиговом слое струи присутствуют крупномасштабные вихревые структуры в форме тороидальных осесимметричных вихрей, зарождающихся на некотором расстоянии от среза сопла (порядка одного – двух его диаметров). В области начального участка характерный размер вихревых структур является достаточно малым. Вниз по потоку от начального участка характерный размер вихревых структур увеличивается, а обмен количеством движения между струей и окружающей жидкостью интенсифицируется. Контуры когерентной структуры представляют собой эллипсы, что означает анизотропию турбулентных пульсаций. Генерация вихрей связана с неустойчивостью типа Кельвина-Гельмгольца сдвигового слоя. Максимумы и минимумы завихренности приблизительно соответствуют центрам вихрей.

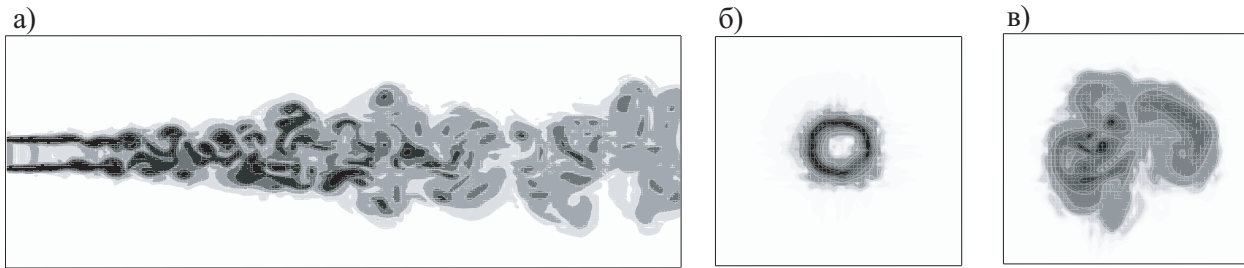


Рис. 4. Линии уровня вихря скорости в момент времени $t = 2.32$ с в срединном сечении (а), сечениях $x/r_a = 10$ (б) и $x/r_a = 80$ (в).

Распределения моментов пульсаций скорости и температуры в поперечном сечении струи приведены на рис. 5. Радиальная координата нормируется на половинный радиус струи r_u . Данные [22] соответствуют сечению $x/r_a = 118$, а данные [23, 24] – сечению $x/r_a = 30$.

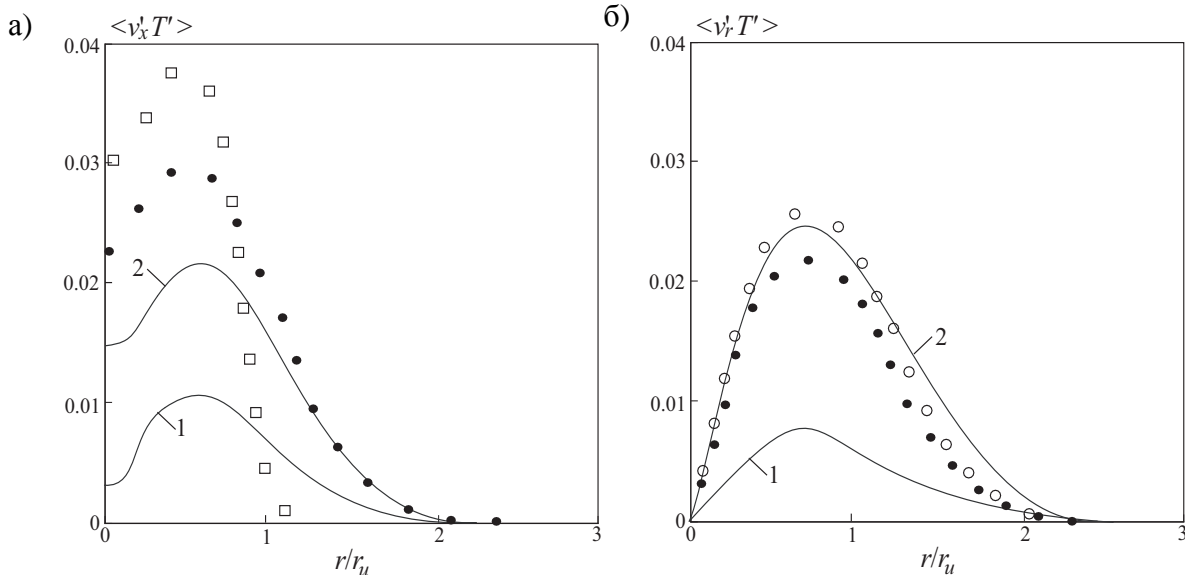


Рис. 5. Распределения смешанных корреляционных моментов пульсаций осевой скорости и температуры (а) и радиальной скорости и температуры (б) при $\vartheta = 1.2$ в сечениях $x/r_a = 10$ (кривые 1) и $x/r_a = 30$ (кривые 2) в сравнении с данными [22] (\square), [23] (\bullet), [24] (\circ).

Значения радиальной координаты, при которой корреляционные моменты скорости и температуры достигают максимума, практически совпадают в сечениях $x/r_a = 10$ и $x/r_a = 30$ и соответствуют положению максимума кинетической энергии турбулентности ($r/r_u = 0.8$ по данным [23] и $r/r_u = 0.7$ по данным [24]). Однако максимальное значение и форма рассчитанных профилей, особенно смешанного момента пульсаций осевой

скорости и температуры, отличаются от экспериментальных. По-видимому, это объясняется влиянием условий на срезе сопла.

Распределения моментов пульсаций плотности и скорости вдоль оси струи, характеризующие анизотропию потока массы, приведены на рис. 6 (расчеты нормируются на $\rho_a u_a$). Результаты качественно согласуются с данными [25], полученными при помощи $k - \varepsilon$ модели турбулентности, которая не учитывает анизотропию пульсаций скорости, но позволяет оценить анизотропию диффузионного потока массы. Анизотропия имеет место в срединной области струи при $4 < x/r_a < 40$. Вниз по течению $\langle \rho' v'_r \rangle / \langle \rho' v'_x \rangle \sim 1$ (при $x/r_a > 40$).

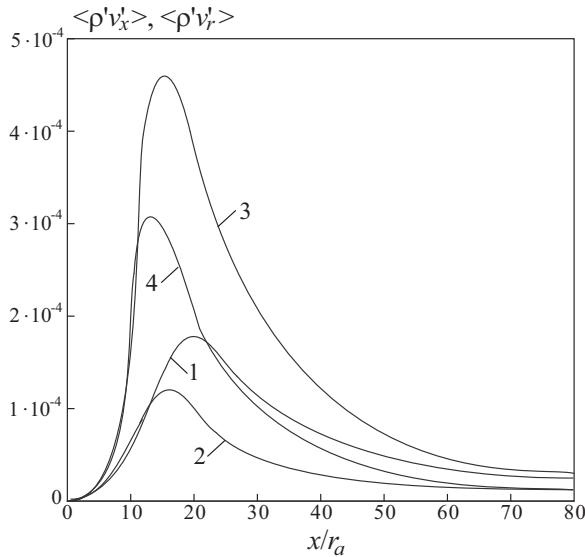


Рис. 6. Распределения корреляционных моментов $\langle \rho' v'_x \rangle$ (кривые 1, 3) и $\langle \rho' v'_r \rangle$ (кривые 2, 4) вдоль оси струи при $\vartheta = 0.6$ (кривые 1, 2) и $\vartheta = 2$ (кривые 3, 4).

Перестройка распределений коэффициентов S_T и F_T происходит быстрее, чем коэффициентов S_u и F_u , в частности, коэффициенты S_T и F_T достигают максимума при $x/r_a \sim 6$, в то время как S_u и F_u – при $x/r_a \sim 8$. Их максимум соответствует сечению струи, в котором слой смешения достигают оси.

Данные физического эксперимента (течения в трубах и пограничных слоях) показывают, что напряжение поверхностного трения оказывается пропорциональным кинетической энергии турбулентности (гипотеза Невзглядова-Драйдена) с коэффициентом пропорциональности, заключенном в узком интервале. Это служит обоснованием для присваивания соответствующего значения коэффициенту, входящему в формулу для турбулентной вязкости ($c_{\mu 0} = 0.09$).

Изменение постоянной $k - \varepsilon$ модели турбулентности вдоль оси струи изображено на рис. 8 для различных значений степени подогрева. Наибольшее отклонение от стандартного значения наблюдается в интервале $12 < x/r_a < 20$ и имеет тенденцию к смещению по направлению к срезе сопла при увеличении степени подогрева струи. Отклонение от стандартного значения составляет 5.2 % при $\vartheta = 0.6$, 6.2 % при $\vartheta = 1$ и 7.9 % при $\vartheta = 1.8$.

Отличие плотности распределения вероятности флуктуаций функции φ от нормального распределения характеризуется коэффициентами скошенности S_φ (третий момент, skewness factor) и эксцесса F_φ (четвертый момент, flatness factor). Коэффициент момента порядка n находится из соотношения $M_n(\varphi) = \langle \varphi^n \rangle / \langle \varphi'^2 \rangle^{n/2}$. При этом $S_\varphi = M_3$ ($n = 3$) и $F_\varphi = M_4$ ($n = 4$). Для нормального распределения вероятности $S_\varphi = 0$ и $F_\varphi = 3$.

Продольные распределения коэффициентов асимметрии и эксцесса поля скорости и температуры показаны на рис. 7. В то время как распределения третьих и четвертых моментов являются качественно и количественно схожими в дальнем течении струи, при $0.4 < x/r_a < 16$ их поведение различается. Пере-

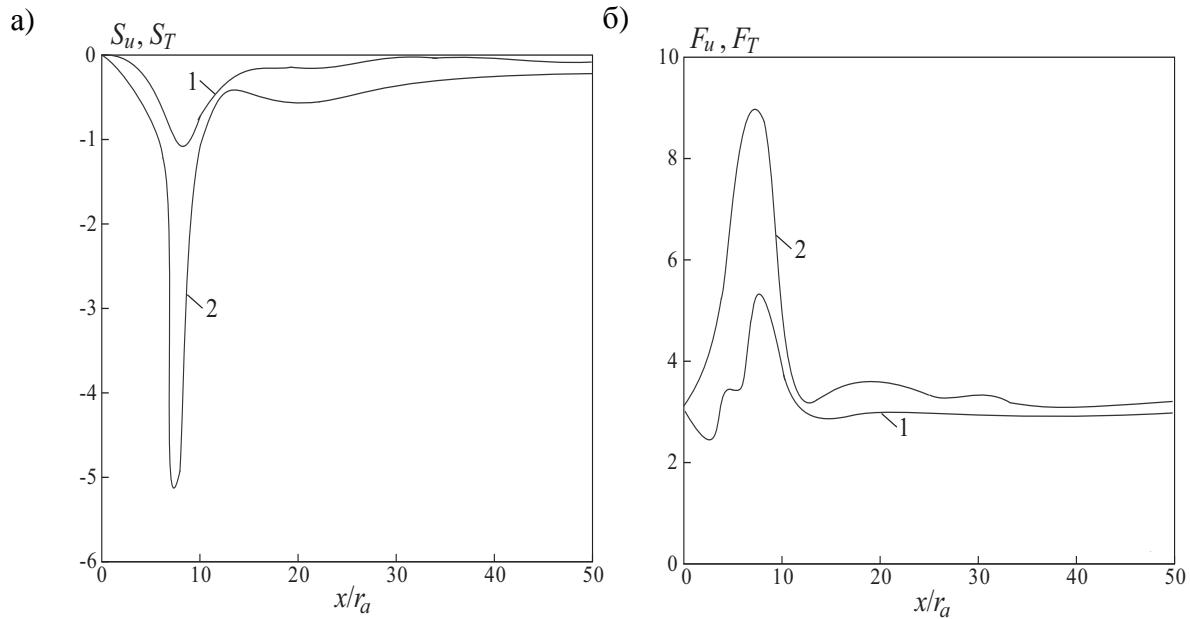


Рис. 7. Распределения коэффициентов асимметрии (а) и эксцесса (б) пульсаций скорости (кривые 1) и температуры (кривые 2) вдоль оси струи при $\vartheta = 1.2$.

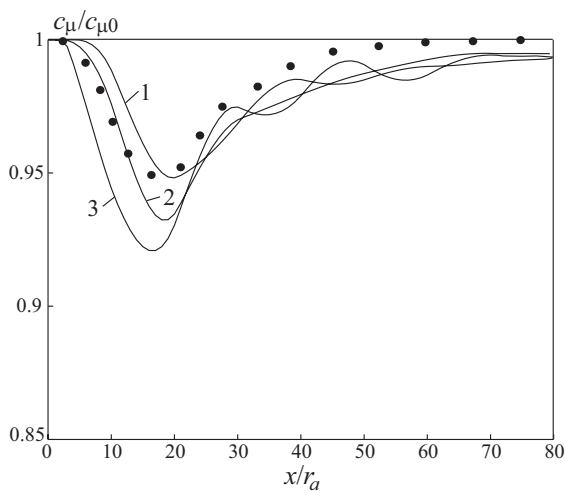


Рис. 8. Изменение постоянной c_μ вдоль оси струи при $\vartheta = 0.6$ (1), 1 (2), 1.8 (3). Точки соответствуют зависимости [26].

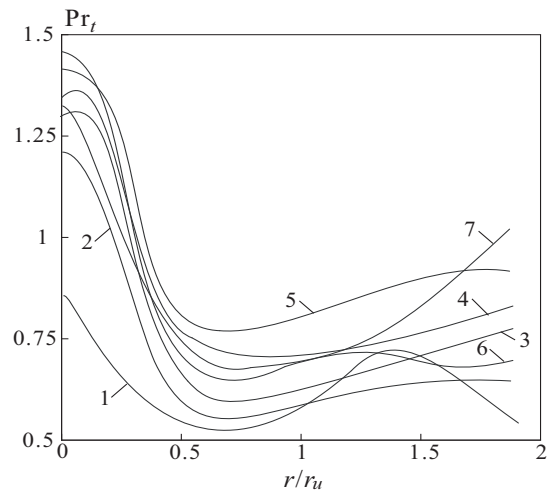


Рис. 9. Распределения турбулентного числа Прандтля в поперечных сечениях струи при $\vartheta = 1.6$ и $x/r_a = 10$ (1), 14 (2), 16 (3), 18 (4), 24 (5), 28 (6), 80 (7).

Полученные результаты для изотермической струи достаточно хорошо согласуются с зависимостью [26] (так называемая $k - \epsilon$ модель турбулентности):

$$c_\mu = 0.09 - 0.04f, \quad f = \left| \frac{\delta}{2\Delta U} \left(\frac{dU_c}{dx} - \left| \frac{dU_c}{dx} \right| \right) \right|,$$

где δ – толщина зоны смешения; ΔU – характерное изменение скорости в слое смешения. Основные отличия имеют место в дальнем поле течения струи, где расчеты дают более низкие значения постоянной. Минимальное значение постоянной также ниже значения, полученного по данным [26].

Распределения турбулентного числа Прандтля в поперечных сечениях струи показаны на рис. 9. Турбулентное число Прандтля рассчитывается по формуле:

$$\text{Pr}_t = \langle v'_x v'_r \rangle \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial r} \left(\langle v'_r T' \rangle \frac{\partial \langle v_x \rangle}{\partial r} \right)^{-1}.$$

На оси струи для преодоления неопределенности используется правило Лопиталья. Максимальные значения числа Прандтля имеют место на оси струи. В дальнем поле течения струи изменения числа Прандтля сравнительно малы. Минимальное значение достигается при $r/r_u \sim 0.62$ и демонстрирует слабую зависимость от параметров на срезе сопла. При изменении r/r_u от 0 до 0.6 турбулентное число Прандтля уменьшается почти в 3 раза (от 1.5 на оси струи до 0.5 в слое смешения).

Аэрооптические эффекты. Дисперсия мелкомасштабных флуктуаций плотности и соответствующий корреляционный масштаб связаны с дисперсией фазы волны:

$$\sigma_\varphi^2 = c\beta^2 \int \sigma_\rho^2 l_\rho dl,$$

где $\beta = (2\pi/\lambda)dn/dr$. Показатель преломления n связывается с плотностью при помощи закона Гладстоуна-Дейла (Gladstone-Dale law). Значение постоянной зависит от принятой формы корреляционной функции пульсаций плотности (например, $c = 2$ для экспоненциальной и $c = \pi$ для гауссовской корреляционной функции). Линейный масштаб l_ρ находится при помощи интегрирования соответствующей корреляционной функции.

Распределения флуктуаций плотности и давления в поперечных сечениях слоя смешения имеют одинаковую форму с максимумом на линии раздела потоков (рис. 10). Профили пульсаций давления являются более наполненными, а максимальная величина пульсаций давления увеличивается по координате x по линейной зависимости. Малые отклонения от линейной зависимости имеют место при $x/L > 0.68$. Зависимость максимальной величины флуктуаций плотности от продольной координаты является немонотонной. При $x/L < 0.6$ такая зависимость близка к линейной, затем достигается максимум и плавное уменьшение. Результаты расчетов показывают, что $l_\rho \sim 4l_u$, где $l_u = 0.2k^{3/2}/\varepsilon$.

Результаты расчетов для слоя смешения по полуэмпирической зависимости [27], приведенные на рис. 11, при $M_c = 0.24$ (это соответствует $M_1 = 0.77$ и $M_2 = 0.06$, что дает $d\delta_\omega/dx \approx 0.25$), имеют удовлетворительное согласование с данными физического эксперимента [28] в случае достаточно больших размеров апертуры (при $A > 20$ см), а также с результатами моделирования крупных вихрей.

Пунктирная линия на рис. 11 соответствует результатам [27] при использовании синусоидального закона для угла отклонения луча $\alpha = \sin(2\pi ft)$, где $f = U_c/\Lambda$ – частота формирования вихрей, которая связана с размером вихрей Λ и характерной скоростью U_c . Такой подход позволяет получить зависимость величины оптических aberrаций от продольной координаты в конечном виде. Однако согласование расчетных данных с данными измерений вниз по потоку ухудшается.

Для волнового спектра в промежуточном диапазоне волновых чисел имеет место степенная зависимость $S_\varphi(k_x L) \sim (k_x L)^{-q}$, где $q \sim 2$ (рис. 12). Сжимаемость сравнительно слабо сказывается на поведении спектра [29] и, в основном, это влияние имеет место при больших волновых числах.

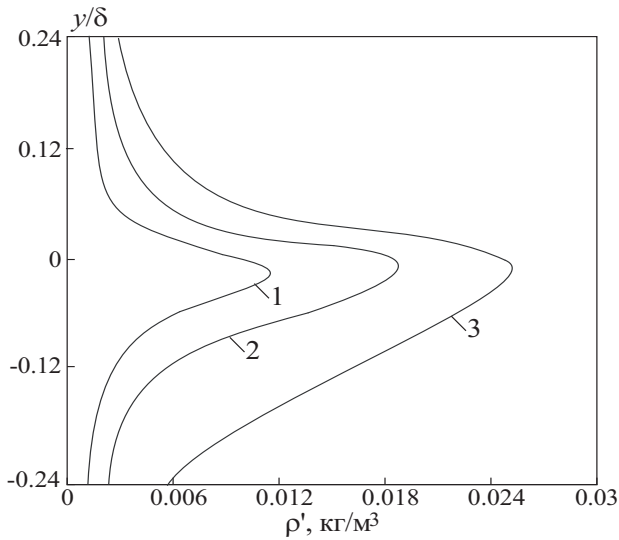


Рис. 10. Профили флуктуаций плотности в поперечном сечении слоя смешения при $x/L = 0.25$ (1), 0.5 (2), 0.75 (3).

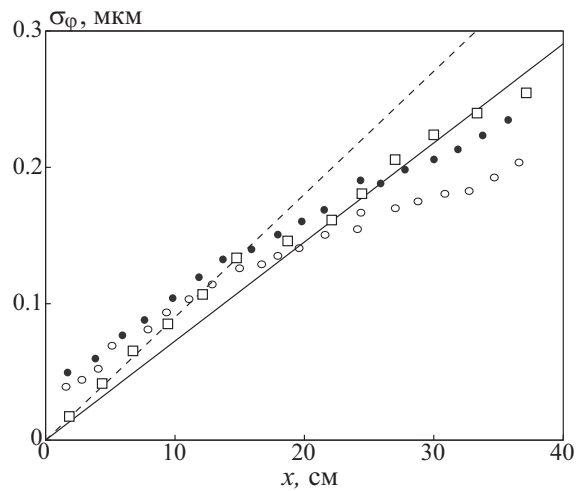


Рис. 11. Среднеквадратическая величина оптических aberrаций в слое смешения (линия – расчет по [27], \circ – [28] при $A = 20$ см, \bullet – [28] при $A = 30$ см, \square – расчет).

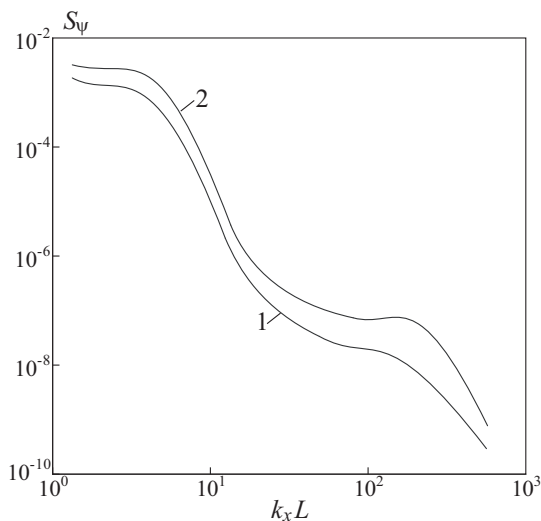


Рис. 12. Спектр флуктуаций фазы в свободном слое смешения при $M_c = 0.2$ (1) и $M_c = 0.8$ (2).

Развитие высокопроизводительных вычислительных систем параллельной обработки данных и разработка эффективных численных методов решения нелинейных задач механики жидкости и газа создают необходимые предпосылки для реализации современных подходов к численному моделированию турбулентных течений.

Возможности моделирования крупных вихрей показаны на примере решения ряда модельных задач (течение в слое смешения, течение в свободной неизотермической струе, аэрооптические эффекты в турбулентных потоках). Полученные результаты могут оказаться полезными при построении и обосновании новых моделей

турбулентности, что является необходимым элементом совершенствования методов математического моделирования турбулентных течений. 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.

Для успешного применения метода моделирования крупных вихрей требуется разработка критериев сходимости и оценки качества расчетных сеток, выбора шага по времени, моделей подсеточного переноса, учитывающих влияние сжимаемости на структуру мелкомасштабной турбулентности, подходов к постановке начальных и граничных условий, методов дискретизации фильтрованных уравнений Навье-Стокса на основе

разностных схем повышенной разрешающей способности по времени и пространству, методов ускорения сходимости и постановки нестационарных граничных условий.

С вычислительной точки зрения большое значение имеет вопрос о возможности замены полной расчетной области ее частью с соответствующими граничными условиями на границах разреза. Поскольку моделирование крупных вихрей является принципиально трехмерным подходом, возникает вопрос о том, насколько хорошим приближением служит решение для части расчетной области решения для полной расчетной области и при каких условиях это достигается на практике.

Несмотря на имеющиеся проблемы, достигнутые успехи показывают, что метод моделирования крупных вихрей является перспективным направлением в численном моделировании турбулентных течений и представляет собой весомую альтернативу подходу, основанному на решении осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса. Для его дальнейшего развития немаловажным представляется вопрос о создании соответствующей методической и информационной базы, включающей результаты численного решения тестовых задач механики жидкости и газа, для которых имеются надежные и подробно документированные экспериментальные и численные результаты, а также выработка рекомендаций по выбору подсеточной модели или обоснованию такого выбора.

Литература

1. Корчагин Н.Н., Монин А.С. Мезоокеанология. М.: Море, 2004. 176 с.
2. Семенов Е.В. Состояние и развитие гидродинамических моделей океана // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2008. № 1. С.48–62.
3. Волков К.Н., Емельянов В.Н. Моделирование крупных вихрей в расчетах турбулентных течений. М.: Физматлит, 2008. 356 с.
4. Germano M. Turbulence: the filtering approach // Journal of Fluid Mechanics. 1992. V.238. P.325–336.
5. Piomelli U. Large-eddy simulation: achievements and challenges // Progress in Aerospace Sciences. 1999. V.35. No4. P.335-362.
6. Martin M.P., Piomelli U., Candler G.V. Subgrid-scale models for compressible large-eddy simulations // Theoretical and Computational Fluid Dynamics. 2000. V.13. No5. P.361–376.
7. Smagorinsky J. General circulation experiments with the primitive equations // Monthly Weather Review. 1963. V.91. No3. P.99–165.
8. Yakhot A., Orszag S.A., Yakhot V., Israeli M. Renormalization group formulation of large-eddy simulation // Journal of Scientific Computing. 1986. V.1. No1. P.1–51.
9. Germano M., Piomelli U., Moin P., Cabot W.H. A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model // Physics of Fluids. 1991. V.3. No7. P.1760–1765.
10. Horiuti K. Backward scatter of subgrid-scale energy in wall-bounded and free shear turbulence // Journal of Physical Society of Japan. 1997. V.66. No1. P.91–107.
11. Yoshizawa A., Horiuti K. A statistically-derived subgrid-scale kinetic energy model for the large eddy simulation of turbulent flows // Journal of Physical Society of Japan. 1985. V.54. No8. P.2834–2839.
12. Волков К.Н. Дискретизация уравнений Навье-Стокса на неструктурированной сетке при помощи метода контрольного объема и разностных схем повышенной разрешающей способности // Журнал вычислительной математики и математической физики. 2008. Т.48. № 7. С.1250–1273.
13. Волков К.Н. Применение средств параллельного программирования для решения задач механики жидкости и газа на многопроцессорных вычислительных системах // Вычислительные методы и программирование. 2006. Т.7. С.69–84.
14. Шур М.Л., Спаларт Ф.Р., Стрелец М.Х. Расчет шума сложных струй на основе "первых принципов" // Математическое моделирование. 2007. Т.19. № 7. С.5–27.
15. Волков К.Н. Расчет свободного слоя смешения на основе метода крупных вихрей // Математическое моделирование. 2007. Т.19. № 9. С.114–128.
16. Волков К.Н. Моделирование крупных вихрей неизотермической турбулентной струи, истекающей в затопленное пространство // Теплофизика высоких температур. 2008. Т.46. № 5. С.690–699.
17. Волков К.Н., Емельянов В.Н. Аэрооптические эффекты в турбулентном потоке и их моделирование // Журнал технической физики. 2008. Т.78. № 2. С.77–84.
18. Goebel S.G., Dutton J.C. Experimental study of compressible turbulent mixing layers // AIAA Journal. 1991. V.29. No4. P.538–546.

19. Stanley S., Sarkar S. Simulations of spatially developing two-dimensional shear layers and jets // Theoretical and Computational Fluid Dynamics. 1997. V.9. No2. P.121–147.
20. Elliott G.S., Samimy M. Compressibility effects in free shear layers // Physics of Fluids. 1990. V.2. No7. P.1231–1240.
21. Papamoschou D., Roshko A. The compressible turbulent shear layer: an experimental study // Journal of Fluid Mechanics. 1988. V.197. P.453–477.
22. Antonia R.A., Prabhu A., Stephenson S.E. Conditionally sampled measurements in a heated turbulent jet // Journal of Fluid Mechanics. 1975. V.72. P.455–480.
23. Chevray R., Tutu N.K. Intermittency and preferential transport of heat in a round jet // Journal of Fluid Mechanics. 1978. V.88. P.133–160.
24. Chua L.P., Antonia R.A. Turbulent Prandtl number in a circular jet // International Journal of Heat and Mass Transfer. 1990. V.33. No2. P.331–339.
25. Gazzah M.H., Sassi M., Sarh B., Gokalp I. Numerical simulation of variable density subsonic turbulent jets by using the $k-\varepsilon$ model // International Journal of Thermal Sciences. 2002. V.41. No1. P.51–62.
26. Launder B.E., Morse A., Rodi W., Spalding D.B. Prediction of free shear flows. A comparison of the performance of six turbulence models // Free Turbulent Shear Flows. NASA Report. 1973. No.SP-321. P.361–422.
27. Gordeyev S., Jumper E.J. Aero-optical characteristics of compressible, subsonic turbulent boundary layers // AIAA Paper. 2003. No2003-3606. 11 p.
28. Siegenthaler J.P., Gordeyev S., Jumper E. Shear layers and aperture effects for aero-optics // AIAA Paper. 2005. No2005-4772. 11 p.
29. Dimotakis P.E., Catrakis H.J., Fourquette D.C. Flow structure and optical beam propagation in high-Reynolds-number gas-phase shear layers and jets // Journal of Fluid Mechanics. 2001. V.433. P.105–134.

Статья поступила в редакцию 27.05.2010 г.

