

УДК 532.517.4:536.24

© 1999 г. А.В. КОНЮХОВ, М.В. МЕЩЕРЯКОВ, С.В. УТЮЖНИКОВ, Л.А. ЧУДОВ

НЕЛОКАЛЬНЫЙ ТУРБУЛЕНТНЫЙ ПЕРЕНОС В ПЛАВУЧЕМ ВИХРЕВОМ КОЛЬЦЕ ПРИ ПОДЪЕМЕ ТЕРМИКА В СТРАТИФИЦИРОВАННОЙ АТМОСФЕРЕ

Проведены сравнительные расчеты трения, инициированного облаком нагретого газа (термиком) в стратифицированной атмосфере, на основе $k - \epsilon$ -модели турбулентности и модели переноса для напряжений Рейнольдса и турбулентных потоков. Выявлен нелокальный характер турбулентного переноса в вихревом кольце и его влияние на некоторые характеристики течения. В частности, расчеты с использованием модели для напряжений Рейнольдса показали гораздо более медленное остывание температурно-вихревого тора, чем расчеты на основе $k - \epsilon$ -модели. Модификация $k - \epsilon$ -модели на приближенный учет влияния кривизны линий тока позволила лишь частично воспроизвести результаты, полученные по модели для напряжений Рейнольдса.

Всплытие термика в атмосфере сопровождается сворачиванием газа в вихревое кольцо. Расчет турбулентного переноса в вихревом кольце и его влияния на осредненные характеристики течения, в частности на скорость остывания температурно-вихревого тора, представляет определенные трудности. С одной стороны, течение имеет турбулентный характер, что фиксируется по наличию крупномасштабных вихревых структур и развитого турбулентного спектра в лабораторных и натуральных экспериментах. С другой стороны, экспериментально и теоретически установлено стабилизирующее воздействие вращения на турбулентность в ядре вихревого кольца и подавление турбулентного переноса тепла по радиусу вихревого кольца [1–3].

Применение локальных моделей турбулентности, использующих гипотезу Буссинеска о совпадении главных осей тензора напряжений Рейнольдса (потоков) и тензора средних скоростей деформации (градиента средних величин) к задаче о всплытии турбулентного термика, трансформирующегося в процессе движения в плавучее вихревое кольцо, осуществлялось, например, в [4, 5], где для расчета всплывающего термика применена $k - \epsilon$ -модель турбулентности. Дифференциальные модели позволяют более полно по сравнению с алгебраическими моделировать масштаб турбулентности и нестационарный характер течения, так как турбулентный временной масштаб имеет тот же порядок, что и характерное время изменения осредненных характеристик течения. В [4] для расчета турбулентного переноса в плавучем вихревом кольце, инициированном термиком, применена комбинированная модель, предполагающая различные коэффициенты турбулентного переноса по радиусу вихря и в перпендикулярном направлении. В [6], где также применялась $k - \epsilon$ -модель, получено сильное остывание турбулентного термика по сравнению со случаем расчетов по невязкой модели.

Здесь эта характеристика используется для сравнения результатов расчета по $k - \epsilon$ -модели и дифференциальной модели для напряжений Рейнольдса, в которой имеет место отказ от гипотезы Буссинеска. Модель напряжений Рейнольдса применялась для расчета затухания плоского вихря в атмосфере в [1]. В настоящей работе эта

модель позволяет с позиции более общей теории оценить применимость физических гипотез турбулентного переноса в данном сложном течении. С целью определения влияния вихревого характера течения на турбулентные напряжения и потоки модель для напряжений реализована в виде, предложенном в [7]. В уравнениях модели учтены деформационные части генерации и перераспределения напряжений и потоков и опущены их части, учитывающие силы плавучести. Вклад сил плавучести в термике в турбулентный перенос сопоставим со вкладом сил вращения. Тем не менее влияние первых сил на турбулентный перенос не учитывалось, что позволило исследовать отдельно влияние анизотропии, обусловленной влиянием центробежных сил в вихревом кольце. Экспериментальные результаты и численное моделирование явления контргradientного переноса подробно изложены в [8].

1. Рассматривается модельная задача о всплытии одиночного крупномасштабного объема нагретого газа (термика) в неоднородной атмосфере [4–6, 9]. В начальный момент времени во всей расчетной области статическое давление полагается равным атмосферному давлению на высоте z над уровнем моря. Распределение температуры (плотности) вне шарового объема радиуса $R_0 = 1$ км соответствует атмосферному, внутри термика температура газа $T_0 = 900$ К. В начальный момент времени центр шарового объема находится над поверхностью Земли на высоте $H_0 = 3$ км. В такой постановке можно утверждать, что подстилающая поверхность не оказывает влияния на возникающее течение. Размеры расчетной области (в которой левая граница соответствует оси симметрии): 6 км по радиусу и 15 км по высоте. Скорость движения газа во всей области в начальный момент времени полагается равной нулю. В расчетах используется стандартная атмосфера [5].

2. Систему уравнений движения газа запишем в ортогональной системе координат в виде

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) = 0$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{V}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V} \mathbf{V} + p \mathbf{I} - \mathbf{R}) = \rho \mathbf{g} \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\rho \mathbf{V} \left(E + \frac{p}{\rho} \right) - \mathbf{R} \cdot \mathbf{V} + \mathbf{q} \right) = \rho \mathbf{g} \mathbf{V}$$

$$E = e + \frac{\mathbf{V} \cdot \mathbf{V}}{2}, \quad k = \frac{1}{2} \langle u_i u_i \rangle, \quad R_{ij} = -\rho \langle u_i u_j \rangle, \quad q_i = -\rho \langle u_i h \rangle$$

$$\mathbf{q} = -\gamma \mu_r \nabla e$$

$$\mathbf{R} = -\frac{2}{3} (\rho k + \mu_r \nabla \mathbf{V}) \mathbf{I} + 2\mu_r \mathbf{S}$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} (\nabla_i v_j + \nabla_j v_i)$$

Здесь e – внутренняя энергия газа, \mathbf{q} – турбулентный поток тепла, h – пульсация энтальпии, \mathbf{g} – вектор поля тяжести, \mathbf{S} – тензор скоростей деформации.

Система (2.1) замыкается в предположении гипотезы Буссинеска на основе $k - \varepsilon$ -модели турбулентности для совершенного газа и с учетом формулы Колмогорова – Прандтля

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V} k - D_k \nabla k) = P - \rho \varepsilon \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V} \varepsilon - D_\varepsilon \nabla \varepsilon) = (c_{1\varepsilon} P - c_{2\varepsilon} f_2 \rho \varepsilon) \frac{\varepsilon}{k}$$

$$D_k = \frac{\mu_t}{\sigma_k}, \quad D_\varepsilon = \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}, \quad P = R_{kl} V_{k,l} = -\rho \langle u_k u_l \rangle V_{k,l}$$

$$\mu_t = c_\mu f_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon}$$

Значения констант в (2.2)

$$c_\mu = 0,09, \quad c_{1\varepsilon} = 1,45, \quad c_{2\varepsilon} = 1,90, \quad \sigma_k = 1,0, \quad \sigma_\varepsilon = 1,3$$

При отсутствии поправок на вращение значения констант f_2, f_μ равнялись единице. Анизотропия течения в термике, обусловленная действием центробежных сил в вихревом кольце, в рамках $k - \varepsilon$ -модели учитывалась введением коэффициентов f_2 и f_μ . Такая модификация модели получила название нелинейной $k - \varepsilon$ -модели (например, [10]). Применялись следующие выражения для поправочных коэффициентов [11]:

$$f_2 = (1 - 0,2 \text{ Ri}_c), \quad \text{Ri}_c = \frac{k^2 V_s}{\varepsilon^2 R_c^2} \frac{\partial(V_s R_c)}{\partial R_c}$$

$$f_\mu = \left[1 + 8k_1^2 \frac{k^2}{\varepsilon^2} \left(\frac{\partial V_s}{\partial n} + \frac{V_s}{R_c} \right) \frac{V_s}{R_c} \right]^{-1}, \quad k_1 = 0,27$$

Здесь Ri_c – число Ричардсона, V_s – мгновенная составляющая скорости, R_c – радиус кривизны линий тока, \mathbf{n} – нормаль к линии тока.

Система уравнений модели переноса напряжений Рейнольдса задается в виде

$$\frac{\partial \rho \langle u_i u_j \rangle}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \langle u_i u_j \rangle \mathbf{V}) - \text{diff}(\langle u_i u_j \rangle) = P_{ij} + \Phi_{ij}^1 + \Phi_{ij}^2 - \rho \varepsilon_{ij}$$

$$\frac{\partial \rho \langle u_i e \rangle}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \langle u_i e \rangle \mathbf{V}) - \text{diff}(\langle u_i e \rangle) = P_{ie} + \Phi_{ie}$$

$$\frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V} \varepsilon) - \text{diff}(\varepsilon) = (c_{1\varepsilon} P - c_{2\varepsilon} \rho \varepsilon) \frac{\varepsilon}{k}$$

$$P_{ij} = -\rho \langle u_i u_k \rangle V_{j,k} - \rho \langle u_j u_k \rangle V_{i,k}$$

$$\Phi_{ij}^1 = -\rho c_1 \frac{\varepsilon}{k} \left(\langle u_i u_j \rangle - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \right)$$

$$\Phi_{ij}^2 = -\alpha \left(P_{ij} - \frac{2}{3} P \delta_{ij} \right) - \beta \rho k (V_{i,j} + V_{j,i}) - \gamma \left(D_{ij} - \frac{2}{3} P \delta_{ij} \right)$$

$$P_{ie} = -\rho \langle u_i e \rangle V_{ie} - \rho \langle u_m e \rangle V_{mi}, \quad \Phi_{ie} = -c_{1\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon}{k} \langle u_i e \rangle + c_{2\varepsilon} \rho \langle u_i e \rangle V_{i,l}$$

$$D_{ij} = -\rho \langle u_i u_k \rangle V_{k,j} - \rho \langle u_j u_k \rangle V_{k,i}, \quad \varepsilon_{ij} = 2/3 \varepsilon \delta_{ij}$$

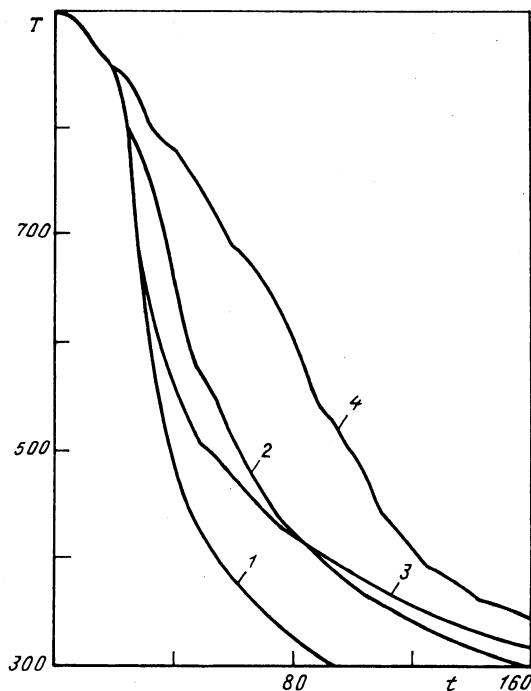
$$\text{diff}(\langle u_i u_j \rangle) = -c_s (\rho \langle u_i u_k \rangle \langle \langle u_i u_j \rangle \rangle_{,k})_{,l}, \quad \text{diff}(\varepsilon) = -c_s (\rho \langle u_l u_k \rangle \varepsilon_{,k})_{,l}$$

Константы имеют значения

$$c_1 = 1,8, \quad \alpha = 0,764, \quad \beta = 0,182, \quad \gamma = 0,109, \quad c_s = 0,11, \quad c_\varepsilon = 0,15, \quad c_{1\varepsilon} = 1,44,$$

$$c_{2\varepsilon} = 1,92, \quad c_{1\varepsilon} = 3,0, \quad c_{2\varepsilon} = 0,33$$

Начальные данные для переменных k и ε (здесь k – кинетическая энергия турбулентных пульсаций, ε – скорость ее диссипации) определялись по методике, описанной в [5, 12]. За время перехода от невязкой модели к $k - \varepsilon$ -модели выбиралось время



Фиг. 1. Зависимости максимума температуры (К) в термике от времени (с), кривые 1-4, соответствующие моделям: $k - \epsilon$, нелинейная $k - \epsilon$, для напряжений Рейнольдса, невязкая

сворачивания термика в вихревое кольцо ($t_0 = 4,5$ с). В качестве начальных данных задавались значения k и ϵ , соответствующие приближению баланса процессов генерации, диссипации и диффузии. Интегральный турбулентный масштаб полагался в начальный момент времени равным $0,1R_0$ [5, 10]. При использовании модели для напряжений Рейнольдса начальные данные для k и ϵ задавались аналогичным образом. Полагалось, что в начальный момент времени тензор рейнольдсовых напряжений является шаровым, так что $\langle u_1 u_1 \rangle = \langle u_2 u_2 \rangle = \langle u_3 u_3 \rangle = 1/3k$.

В начальный момент времени в термике была распределена "пассивная" примесь, состоящая из фиксированного числа частиц-меток. Она использовалась для определения некоторых геометрических характеристик течения. Кроме того, специально отслеживались траектории четырех выделенных частиц.

Разностная сетка содержала 101×201 узел и была равномерной по пространству. Численное решение находилось по схеме TVD [13], модифицированной на второй порядок аппроксимации по времени. Было получено хорошее совпадение по параметрам невязкого термика с результатами расчетов по схеме "чехарда" [14]. Соответствующая программа расчетов тестировалась достаточно подробно с помощью проверки зависимости от шага сетки и выполнения интегральных законов сохранения [5, 6]. Число Куранта в расчетах полагалось равным 0,5 (с постепенным его увеличением в ходе расчетов до 1,5).

4. Рассмотрены четыре варианта моделей: 1) уравнения Эйлера; 2) стандартная $k - \epsilon$; 3) нелинейная $k - \epsilon$ (в дальнейшем обозначаемая как модель 3); 4) напряжений Рейнольдса (модель 4).

Основные закономерности формирующегося течения хорошо известны, тем не менее вопрос о механизме реализации эффектов турбулентности и об определении

пространственно-временных зон их наибольшего проявления до настоящего времени остается открытым [6].

Формирование вихревого кольца при заданных параметрах термика происходит к моменту времени $t = 5$ с, что и определило время подключения турбулентных моделей.

Зависимости максимума температуры от времени, иллюстрирующие влияние турбулентного переноса на скорость остывания термика, приведены на фиг. 1. Расчеты с использованием модели 4 показывают гораздо более медленное остывание температурно-вихревого тора, чем расчеты на основе $k - \epsilon$ -модели. При этом до 45 с $k - \epsilon$ -модель дает результаты, более близкие к модели 4, чем 3. В соответствии с [10, 15] опущенные в данном анализе слагаемые в уравнениях для турбулентного потока тепла, выражающие работу турбулентных пульсаций в поле сил инерции, способствуют еще большему уменьшению турбулентного переноса тепла по радиусу вихревого кольца, т.е. еще большему различию результатов $k - \epsilon$ -модели и модели 4.

Следует отметить, что до момента времени $t = 23$ с зависимости максимума температуры от времени практически совпадают для всех вариантов, затем кривые $k - \epsilon$ -модели и модели 4 резко уходят вниз по отношению к невязкому расчету. Этот временной участок от 25 до 40 с характерен тем, что на нем происходит трансформация термика в тор. К моменту времени 40 с данный процесс уже можно считать завершенным. Начиная с момента $t = 60$ с кривая 3, соответствующая модели 4, идет выше кривой 2 (модель 3).

Несмотря на существенные различия в зависимостях максимума температуры от времени для разных моделей, координаты точки с максимальной температурой практически совпадают для всех вариантов.

Для графиков зависимости максимума завихренности от времени характерно наличие локального максимума при $t \sim 15-20$ с, соответствующего происходящей трансформации термика в тор, и основного максимума при $t \sim 40-50$ с. Величины основного максимума равны 0,97; 0,56; 0,76; 0,62, а локального 0,37; 0,52; 0,6; 0,52 для моделей 1-4 соответственно. Отсюда видно, что модель 3 дает завышенные значения завихренности.

Зависимости высоты максимума завихренности от времени совпадают для всех вариантов. Кривые радиуса максимума завихренности от времени с $t = 180$ с начинают расходиться. Причем более сильно растёт радиус вихревого кольца для моделей 1 и 4, наиболее медленно – для $k - \epsilon$ -модели. Так, к моменту времени $t = 300$ с радиус вихревого кольца составляет 4,85; 3,96; 4,4; 5,16 км для вариантов 1-4 соответственно. Вследствие этого траектория максимума завихренности наиболее крутая для $k - \epsilon$ -модели и наиболее пологая для модели 4.

Зависимости высоты верхней кромки от времени совпадают для всех вариантов до момента $t = 150$ с (это соответствует так называемому автомобильному участку подъема термика). Затем выше всех идет кривая варианта 2, а ниже – 1, но начиная с $t = 230$ с все три турбулентных расчета выводят термик на высоту зависания $H^* = 13,6$ км. В невязком же расчете термик продолжает всплывать и зависает при $t = 300$ с на высоте $H^* = 14,2$ км.

Для радиуса фронта термика характерны те же соотношения между вариантами, как и для радиуса центра вихревого кольца. Так, при $t = 300$ с величины фронта равны 5,4; 4,3; 4,8; 5,6 км для моделей 1-4 соответственно.

Из величин, характеризующих динамику всплытия термика, еще можно выделить максимумы вертикальной и горизонтальной компонент скорости. Максимум вертикальной компоненты скорости достигается во всех расчетах при $t = 20$ с и по величине лежит в диапазоне от 200 (для варианта 1) до 182 м/с (для 4). Зависимости от t максимальной вертикальной компоненты скорости практически совпадают до $t = 120$ с.

В дальнейшем они начинают различаться. Так, в момент времени $t = 300$ с они равны 96, 24, 60, 76 м/с для вариантов 1–4.

Высоты точки с максимальной скоростью практически совпадают во всех расчетах, а радиусы различаются, так же как и радиусы центров вихревого кольца. В момент времени $t = 300$ с радиусы точек с максимальной скоростью равны 4,2; 2,6; 3,6; 4,4 км для вариантов 1–4.

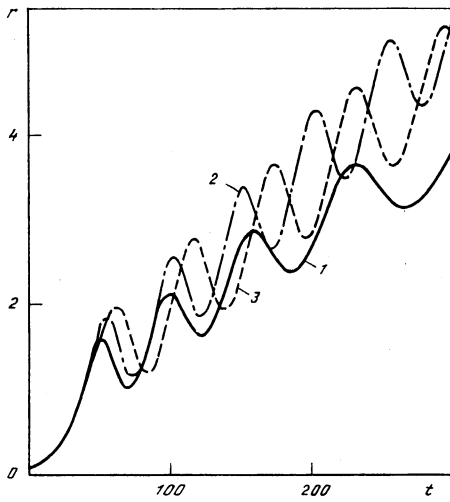
Максимум горизонтальной компоненты скорости достигается на временах $t = 120$ с, причем до $t = 70$ с зависимости максимума горизонтальной скорости от времени совпадают для всех вариантов, затем они начинают сильно различаться. При $t = 200$ с максимумы положительных значений горизонтальной компоненты скорости равны 92, 56, 68, 80 м/с для вариантов 1–4. При этом траектории точек максимумов вертикальной и горизонтальной компонент скорости для $k - \epsilon$ -модели наиболее крутые, а для невязкой модели и модели 4 – наиболее пологие. Соответствующие графики для модели 4 практически совпадают с графиками для невязкой модели. На временах $t > 300$ с кривые максимума горизонтальной компоненты скорости для всех расчетов сближаются. Максимум модуля отрицательных значений вертикальной компоненты скорости примерно в 3 раза меньше максимума ее положительных величин в отличие от горизонтальной (радиальной) компоненты. На отдельных временных интервалах отрицательные значения горизонтальной компоненты скорости по модулю превышают ее положительные величины на 20–30%. Это относится к временам $t \sim 20$ –100 с, когда происходит приток окружающего воздуха в термик.

В расчетах отслеживались зависимости от времени высоты и радиальной координаты 4 частиц в термике (расположенных в начальный момент времени в центре, на нижнем, верхнем и правом краях), а также траектории этих частиц. Это позволило установить основные закономерности движения частиц примеси внутри всплывающего термика. Кроме того, определен период вращения вихревого кольца для вариантов 1, 3, 4, равный 70 с. Он сохранялся в течение всего времени движения термика. Для $k - \epsilon$ -модели он был равен 90 с и постепенно увеличивался, особенно при $t > 220$ с. Таким образом, на временах зависания для $k - \epsilon$ -модели наиболее сильно уменьшалась скорость вращения вихревого кольца. При этом период его вращения для вариантов 1 и 4 был практически постоянен и равен $5,5\sqrt{R_0/g}$, а для варианта 2 –

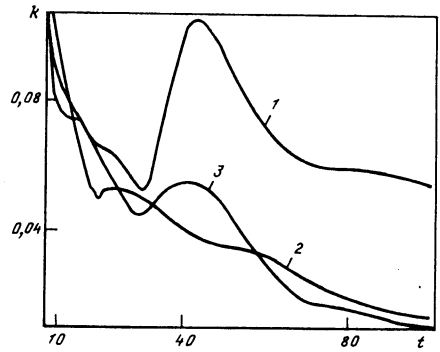
все время увеличивался и превышал значение $T = 6\sqrt{R_0/g}$. На фиг. 2 приведены зависимости от времени радиальной координаты частицы, которая в начальный момент времени находилась на верхней кромке термика. Отчетливо прослеживается увеличение периода вращения вихревого кольца для $k - \epsilon$ -модели.

Анализ распределений величин $\langle u^2 \rangle$, $\langle v^2 \rangle$, $\langle w^2 \rangle$ в плоскости $r-z$ в различные моменты времени показывает сильное отклонение турбулентности от изотропного состояния ($\langle u^2 \rangle = \langle v^2 \rangle = \langle w^2 \rangle$). Здесь u, v, w – составляющие турбулентных пульсаций в цилиндрических координатах (r, z, φ) . Чтобы оценить применимость гипотезы Буссинеска для определения турбулентного напряжения трения $-\langle uv \rangle$, рассмотрим решение, полученное с использованием модели 4 в момент времени, когда формирование температурно-вихревого тора завершено и структура течения характерна для всего этапа вспышки.

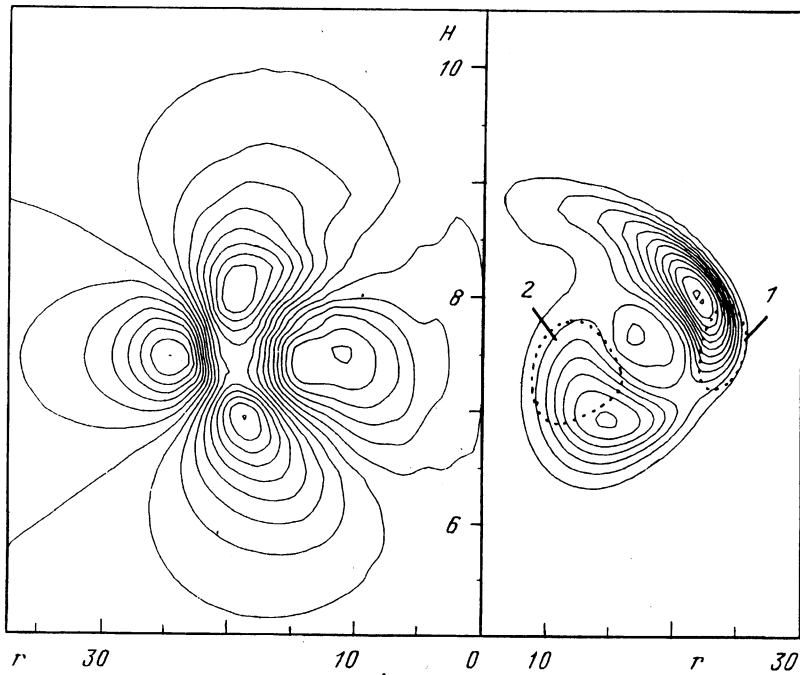
На фиг. 3, а представлена соответствующая компонента тензора скоростей деформации $0,5(V_r + U_z)$ (U, V – компоненты средней скорости по осям r, z) через 80 с после начала движения, а на фиг. 3, б показано распределение турбулентного трения $-\langle uv \rangle$. В приближении локального турбулентного переноса рассматриваемые величины с точностью до удвоенного коэффициента турбулентной вязкости совпадают. Вместе с тем существуют области 1 и 2 на фиг. 3, б, соответствующие положительному значению величины $\langle uv \rangle(u_r + u_z)$, т.е. области контргradientного переноса. Следует



Фиг. 2



Фиг. 4

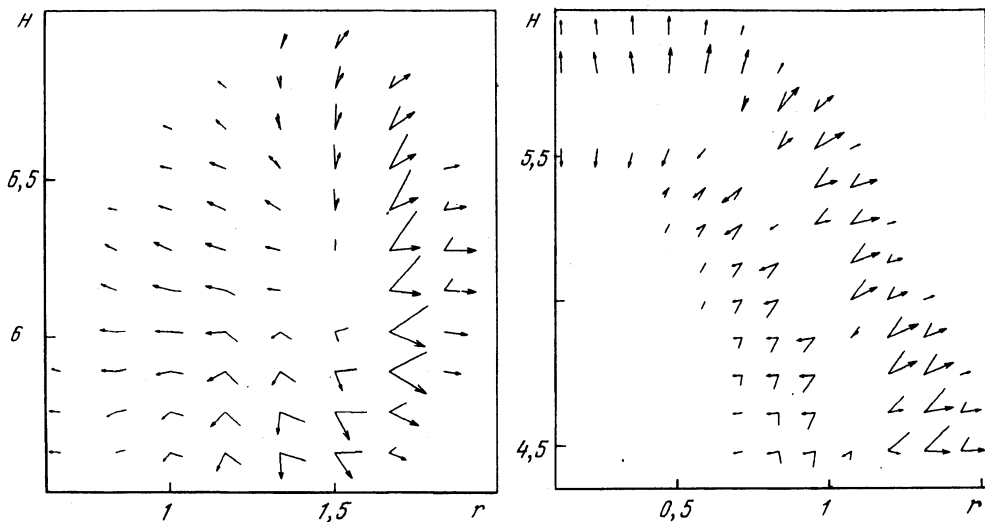


Фиг. 3

Фиг. 2. Зависимости от времени (с) радиальной координаты (км) частицы-метки, кривые 1-3: k - ϵ -модель, нелинейная k - ϵ -модель, невязкая

Фиг. 3. Изолинии: а - компоненты тензора средней скорости деформации ($t = 80$ с), б - компоненты напряжений Рейнольдса (1 и 2 - области контргradientного переноса). Разметка осей в км

Фиг. 4. Зависимости максимума кинетической энергии турбулентности ($10^6 \text{ м}^2/\text{с}^2$) от времени (с). Обозначения кривых 1-3 аналогичны фиг. 1



Фиг. 5. Векторные поля турбулентного потока (со стрелкой) и градиента температуры (а, б - $t = 30, 50$ с). Разметка осей в км

отметить, что величина "антидиффузионного" потока в области 1 достаточно велика и по абсолютной величине составляет 30% величины абсолютного максимума в поле течения. Член $-(uv)(v_r + u_z)$ в областях 1 и 2 дает отрицательный вклад в производство кинетической энергии турбулентности, что должно привести к уменьшению k по сравнению с результатами $k-\epsilon$ -модели. Действительно, на фиг. 4 приведены зависимости максимума кинетической энергии турбулентности от времени, нижняя кривая соответствует модели 4. Сравнение расчетов по модели 4 и $k-\epsilon$ показывает, что расслоение кривых зависимости $k(t)$ начинается после формирования вихревого кольца для $t > 35$ с. Тем самым подтверждается стабилизирующее влияние вращения на турбулентность. До 60 с модель 3 дает заниженные значения k .

Нелокальный характер турбулентного переноса скалярных характеристик проявляется при сравнении направлений турбулентных потоков и градиента соответствующей величины, взятого с обратным знаком в различных точках течения. На фиг. 5, а приведены данные для температуры, соответствующие $t = 50$ с. Область течения, охватывающая вихревое кольцо, покрыта сеткой, в узлах которой восстановлены векторы турбулентного теплового потока (со стрелкой на конце) градиента температуры, взятого с обратным знаком (без стрелки), нормированные на максимальную длину в поле течения. Скалярное произведение этих векторов положительно в области наибольших сдвиговых напряжений в верхней и внешней части вихря и отрицательно с внутренней стороны (контргradientный перенос), что, по-видимому, обусловлено вращением вихревого кольца. Так как в более ранние моменты времени ($t = 30$ с, фиг. 5, б, обозначения прежние), до образования температурно-вихревого тора, область контргradientного переноса отсутствует.

Заключение. Значительное расхождение результатов расчета процесса остывания температурно-вихревого тора показывает ограниченность моделей, не учитывающих влияние вращения потока на турбулентный перенос для течений данного типа. Проведенное исследование показывает существенность учета анизотропных эффектов при моделировании турбулентного движения газа в термике. Работа центробежных сил в вихревом кольце приводит к подавлению турбулентного переноса в радиальном направлении. Как следствие, изотропные локальные модели турбулентности, в том числе и $k-\epsilon$, дают завышенное влияние диссипативных процессов, обусловленных

турбулентностью. В результате для многих средних параметров по модели 4 получаются значения, более близкие к "невязкой" по сравнению с $k - \epsilon$ -моделью. Нелинейная $k - \epsilon$ -модель дает результаты как правило близкие к модели 2. Поэтому для исследования турбулентных движений газа при всплывании термиков ее можно использовать как более простую. В то же время на стадии формирования развитого вихревого течения модель 3 дает завышенное подавление турбулентного переноса.

Исследования, представленные в этой статье, выполнялись при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 95-01-00544а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Donaldson C. du P. Calculation of turbulent shear flows for atmosphere and vortex motions // AIAA Journal. 1972. V. 10. № 1. P. 4–12.
2. Левин В.Б. О стабилизирующем влиянии вращения потока на турбулентность // Теплофизика высоких температур. 1964. Т. 2. № 6. С. 892–900.
3. Русаков Ю.С. Экспериментальные исследования структуры и массообмена турбулентного вихревого кольца // ПМТФ. 1991. № 4. С. 197–113.
4. Дарищев А.П., Забайин В.Н., Замышляев Б.В. и др. Особенности движения нагретой массы воздуха, первоначально помещенной в сферический объем в атмосфере // Современные вопросы механики сплошной среды. М.: МФТИ, 1985. С. 126–135.
5. Конохов А.В., Мецераков М.В., Утюжников С.В. Движение крупномасштабного турбулентного термика в стратифицированной атмосфере // Теплофизика высоких температур. 1994. Т. 32. № 2. С. 236–241.
6. Конохов А.В., Мецераков М.В., Утюжников С.В., Чудов Л.А. Численное моделирование турбулентного крупномасштабного термика // Изв. РАН. МЖТ. 1997. № 3. С. 93–102.
7. Launder B.E., Reece G.J., Rodi W. Progress in the development of a Reynolds – stress turbulence closure // J. Fluid Mech. 1975. V. 68. Pt 3. P. 537–566.
8. Курбацкий А.Ф. Моделирование нелокального турбулентного переноса импульса и тепла. Новосибирск: Наука, 1988. 240 с.
9. Гостинцев Ю.А., Солодовник А.Ф., Лазарев В.В., Шацких Ю.В. Турбулентный термик в стратифицированной атмосфере: Препринт. Черноголовка: Ин-т хим. физики АН СССР, 1985. 46 с.
10. Онуфриев А.Т. Описание турбулентного переноса. Неравновесные модели. М.: МФТИ, 1995. 170 с.
11. Park S.W., Chung M.K. Curvature-dependent two-equation model for prediction of turbulent recirculating flows // AIAA Journal. 1987. V. 27. № 3. P. 340–344.
12. Конохов А.В., Мецеракова М.В., Утюжников С.В. Численное моделирование течения, инициированного в атмосфере приповерхностным турбулентным термиком // Теплофизика высоких температур. 1995. Т. 33. № 5. С. 726–730.
13. Yee H.C., Warming R.F., Harten A. Implicit total variation diminishing (TVD) schemes for steady-state calculations // J. Comp. Phys. 1985. V. 57. № 3. P. 327–360.
14. Мецераков М.В. Математическое моделирование некоторых течений газа, инициированных точечным взрывом: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М.: МФТИ, 1993. 147 с.
15. Leschziner M.A., Rodi W. Calculation of annular and twin parallel jets using various discretization schemes and turbulence-model variations // Trans. ASME, J. Fluids Enging. 1981. V. 103. № 2. P. 352–360.

Москва

Поступила в редакцию
15.V.1997