

ГЕНЕРАЦИЯ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ПОТОКАХ НЕРАВНОВЕСНОГО МОЛЕКУЛЯРНОГО ГАЗА

Ю. Н. ГРИГОРЬЕВ

Институт вычислительных технологий СО РАН, Новосибирск, Россия

e-mail: grigor@adm.ict.nsc.ru

И. В. ЕРШОВ

Новосибирская государственная академия водного транспорта, Россия

In the paper an influence of thermal excitation on laminar-turbulent transition (LTT) and generation of turbulence in molecular gases was studied in the framework of a model problem. Numerical modeling of interaction of spanwise vortex structure with nonequilibrium shear flow was fulfilled. In calculations the full Navier — Stokes equations of compressible flow were used in which an excitation described by bulk viscosity coefficient in stress tensor. A problem was parametrized by data for a mixing layer. It was shown that growth of bulk viscosity stabilizes of LTT and reduces production of turbulent energy. With growing of bulk viscosity moduli of turbulent energy production and Reynolds stresses grow on 3% – 20%. Thereat a bulk viscosity deposit in summary Reynolds stresses estimates in limits up to 8%.

1. Введение

Исследования влияния термического возбуждения на ламинарно-турбулентный переход (ЛТП) и генерацию турбулентности в молекулярных газах начаты лишь недавно. Течения слабо неравновесного газа удовлетворительно описываются системой уравнений Навье — Стокса сжимаемого газа, в которых тензор напряжений содержит два диссипативных коэффициента — динамической вязкости η_1 и объемной вязкости η_2 учитывающий наличие возбужденных уровней энергии у молекул газа,

$$\sigma_{ij} = p\delta_{ij} - \eta_1 \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3}\delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) - \eta_2 \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k}.$$

В недавней работе [1] представлены некоторые экспериментальные результаты по влиянию объемной вязкости η_2 на величину критического числа Рейнольдса Re ЛТП. Из полученных экспериментальных данных следует, что с возрастанием η_2 Re ЛТП также возрастает, причем зафиксированное изменение достигало 10%. К сожалению, вопрос о достоверности полученных данных представляется дискуссионным. Расчеты в рамках линейной теории устойчивости пограничного слоя, выполненные авторами работ [2, 3] показали, что влияние объемной вязкости η_2 на ЛТП мало. В [2] расчеты велись для воздуха при числах Маха $M_0 = 4; 5$, а отношение объемной вязкости к динамической $\alpha = \eta_2/\eta_1$ не превосходило единицы. В работе [3] были сделаны оценки до $\alpha \leq 30$.

Вместе с тем из современных сценариев перехода и генерации турбулентности следует, что эти процессы существенно нелинейны. Оба процесса реализуются через зарождение, эволюцию и распад характерных вихревых структур [4]. В пристенных течениях и трубах это λ — структуры (подковы, шпильки), в плоских сдвиговых слоях и струях — двумерные вихри, протяженные по трансверсальной координате. В этом смысле генерацию турбулентности можно рассматривать как процесс ЛТП, непрерывно повторяемый во времени и пространстве. Это позволяет предположить, что влияние объемной вязкости η_2 на нелинейной стадии развития возмущений можно оценить, моделируя взаимодействие уединенной организованной вихревой структуры с основным (средним) течением. В представленной работе с этой целью рассматривается простая модель эволюции поперечной вихревой структуры в сдвиговом слое неравновесного молекулярного газа.

*Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 01-01-00827).

© Ю. Н. Григорьев, И. В. Ершов, 2001.

2. Модель течения и постановка задачи

Модельная задача ставится следующим образом. В плоской области, представляющей собой квадрат со стороной l , задано сдвиговое течение газа. Поле скоростей имеет вид (рис. 1)

$$\tilde{U} = 2U_0\tilde{y}\mathbf{i}/l, \quad y \in [-l/2, l/2],$$

где $\mathbf{i} = (1, 0, 0)$ — направляющий вектор оси \tilde{x} , а U_0 — модуль значения вектора \tilde{U} на нижней и верхней границах области. В момент времени $\tilde{t} = 0$ на основной поток накладывается возмущение конечной амплитуды, представляющее собой круглый поперечный вихрь радиуса R с центром в начале координат и равномерно распределенной завихренностью Ω_0 (вихрь Рэнкина). Далее рассматривается эволюция такой вихревой структуры в сжимаемом потоке вязкого термически возбужденного газа.

Несмотря на относительную простоту в такой постановке при различной параметризации можно моделировать либо взаимодействие среднего течения с “головкой” подковы в пограничном слое или трубе, либо с поперечными вихрями в плоских следах и струях. При этом отклонение истинного профиля среднего течения, например, логарифмического для турбулентного пограничного слоя, от линейного на протяжении нескольких характерных размеров структуры, невелико и не превышает 5%. В свою очередь, переход от линейного профиля к антисимметричному, изображенному на рис. 1, сводится к простой линейной замене переменных. Последняя соответствует переходу в систему координат, в которой центр вихря неподвижен.

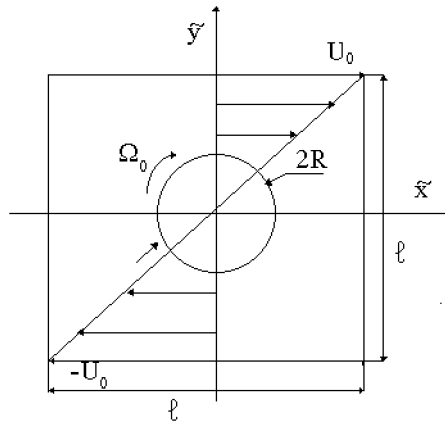


Рис. 1. Постановка задачи.

2.1. Уравнения и начально-краевые условия

В предположении невысоких уровней возбуждения, когда колебательные степени свободы молекул газа остаются замороженными, эволюция структуры в модельной ячейке описывалась системой уравнений Навье — Стокса сжимаемого газа с постоянными коэффициентами переноса. В безразмерных переменных

$$t = \tilde{t}/\tau_0; \quad x = \tilde{x}/2R; \quad y = \tilde{y}/2R; \quad u_x = \tilde{u}_x/U_0; \quad u_y = \tilde{u}_y/U_0;$$

$$\rho = \tilde{\rho}/\rho_0; \quad T = \tilde{T}/T_0; \quad p = \tilde{p}/\rho_0 U_0^2; \quad \tau_0 = 2R/U_0$$

система уравнений имела вид

$$\begin{aligned} \frac{d\rho}{dt} + \rho \frac{\partial u_x}{\partial x} + \rho \frac{\partial u_y}{\partial y} &= 0, \\ \rho \frac{du_x}{dt} &= -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{4}{3} \frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} + \frac{1}{3} \frac{\partial^2 u_y}{\partial x \partial y} \right) + \frac{\alpha}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_y}{\partial x \partial y} \right), \\ \rho \frac{du_y}{dt} &= -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 u_y}{\partial x^2} + \frac{4}{3} \frac{\partial^2 u_y}{\partial y^2} + \frac{1}{3} \frac{\partial^2 u_x}{\partial x \partial y} \right) + \frac{\alpha}{\text{Re}} \left(\frac{\partial^2 u_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial x \partial y} \right), \\ \rho \frac{dT}{dt} &= (\gamma - 1) M_0^2 \frac{dp}{dt} + \frac{1}{\text{Re Pr}} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) + \frac{(\gamma - 1) M_0^2}{\text{Re}} \left[\left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right)^2 + \right. \\ &\quad \left. + 2 \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial u_y}{\partial y} \right)^2 \right] + \frac{(\gamma - 1) M_0^2 (3\alpha - 2)}{3\text{Re}} \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y} \right)^2, \\ p &= \gamma M_0^2 \rho T, \quad \frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u_x \frac{\partial}{\partial x} + u_y \frac{\partial}{\partial y}, \end{aligned} \quad (1)$$

где $M_0 = U_0/c_0$ — число Маха, $Re = 2\rho_0 U_0 R/\eta_1$ — число Рейнольдса, $Pr = \eta_1 c_p/\lambda$ — число Прандтля, c_0 — адиабатическая скорость звука, c_p и λ — соответственно теплоемкость при постоянном давлении и коэффициент теплопроводности, γ — показатель адиабаты.

Начально-краевые условия для системы (1) выбирались в следующей форме. В начальный момент времени безразмерные скорости u_x , u_y , температура T и плотность ρ равны

$$u_x|_{t=0} = \begin{cases} \frac{2y}{\lambda} + \frac{\beta}{2} \left(\frac{y}{x^2 + y^2} \right), & x^2 + y^2 > 0.25, \\ \frac{2y}{\lambda} + 2\beta y, & x^2 + y^2 \leq 0.25, \end{cases}$$

$$u_y|_{t=0} = \begin{cases} -\frac{\beta}{2} \left(\frac{x}{x^2 + y^2} \right), & x^2 + y^2 > 0.25, \\ -2\beta x, & x^2 + y^2 \leq 0.25, \end{cases}$$

$$\rho|_{t=0} = 1, \quad T|_{t=0} = 1,$$

где параметр $\beta = \Omega_0 R/2U_0$ характеризует интенсивность наложенного вихревого возмущения, а отношение $\lambda = l/2R$ является параметром перемежаемости. На границах расчетной области для u_x , u_y , ρ и T ставились следующие условия

$$u_x|_{x=-\frac{\lambda}{2}} = u_x|_{x=+\frac{\lambda}{2}}, \quad u_y|_{x=-\frac{\lambda}{2}} = -u_y|_{x=+\frac{\lambda}{2}}, \quad u_x|_{y=-\frac{\lambda}{2}} = -u_x|_{y=+\frac{\lambda}{2}}, \quad u_y|_{y=-\frac{\lambda}{2}} = u_y|_{y=+\frac{\lambda}{2}},$$

$$\rho|_{x=-\frac{\lambda}{2}} = \rho|_{x=+\frac{\lambda}{2}}, \quad \rho|_{y=-\frac{\lambda}{2}} = \rho|_{y=+\frac{\lambda}{2}}, \quad T|_{x=-\frac{\lambda}{2}} = T|_{x=+\frac{\lambda}{2}}, \quad T|_{y=-\frac{\lambda}{2}} = T|_{y=+\frac{\lambda}{2}}.$$

Значения x и y в модельной ячейке меняются в пределах $-\lambda/2 \leq x \leq \lambda/2$ и $-\lambda/2 \leq y \leq \lambda/2$.

Для упрощения серия расчетов была выполнена в адиабатическом приближении, при котором давление и плотность связаны уравнением Пуассона

$$p\rho^{-\gamma} = 1/\gamma M_0^2 = \text{const},$$

а система Навье — Стокса преобразуется к виду

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \frac{\partial u_x}{\partial x} + u_x \frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho \frac{\partial u_y}{\partial y} + u_y \frac{\partial \rho}{\partial y} = 0,$$

$$\rho \left(\frac{\partial u_x}{\partial t} + u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_x}{\partial y} \right) = -\frac{\rho^{\gamma-1}}{M_0^2} \frac{\partial \rho}{\partial x} + \frac{1}{Re} \left(\frac{4}{3} \frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} + \frac{1}{3} \frac{\partial^2 u_y}{\partial x \partial y} \right) + \frac{\alpha}{Re} \left(\frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_y}{\partial x \partial y} \right), \quad (2)$$

$$\rho \left(\frac{\partial u_y}{\partial t} + u_x \frac{\partial u_y}{\partial x} + u_y \frac{\partial u_y}{\partial y} \right) = -\frac{\rho^{\gamma-1}}{M_0^2} \frac{\partial \rho}{\partial y} + \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 u_y}{\partial x^2} + \frac{4}{3} \frac{\partial^2 u_y}{\partial y^2} + \frac{1}{3} \frac{\partial^2 u_x}{\partial x \partial y} \right) + \frac{\alpha}{Re} \left(\frac{\partial^2 u_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial x \partial y} \right).$$

Хотя присутствие вязкой диссипации делает такую модель внутренне противоречивой, но для рассматриваемых чисел Рейнольдса возможная погрешность лежит в допустимых пределах.

2.2. Уравнение производства турбулентной энергии

Для оценки влияния объемной вязкости на генерацию турбулентности удобно использовать уравнение для интегрального производства турбулентной энергии в модельной ячейке. Оно было выведено по аналогии с подобными уравнениями для неограниченных потоков [5, 6]. Пульсационные скорости в модельном течении определялись как разность между мгновенными значениями скоростей u_x , u_y и средним полем скоростей потока газа

$$u'_x = u_x - \frac{2y}{\lambda}; \quad u'_y = u_y,$$

а пульсации плотности и давления как

$$\rho' = \rho - 1, \quad p' = p - \frac{1}{\gamma M_0^2}.$$

Для пульсационных величин из системы (2) выводились уравнения неразрывности и импульсов, из которых после несложных преобразований и интегрирования по площади ячейки было получено искомое уравнение в виде

$$\frac{dE}{dt} = J_1 + J_2 - \frac{1}{Re} (J_3 + \alpha J_4), \quad (3)$$

где

$$E = \frac{1}{\lambda^2} \int_{-\lambda/2}^{\lambda/2} \int_{-\lambda/2}^{\lambda/2} \frac{\rho[(u'_x)^2 + (u'_y)^2]}{2},$$

— плотность турбулентной энергии;

$$J_1 = -\frac{1}{\lambda^2} \int_{-\lambda/2}^{\lambda/2} \int_{-\lambda/2}^{\lambda/2} \frac{2\rho u'_x u'_y}{\lambda},$$

— интеграл, описывающий обмен энергией между структурой и средним течением;

$$J_2 = \frac{1}{\lambda^2} \int_{-\lambda/2}^{\lambda/2} \int_{-\lambda/2}^{\lambda/2} p' \operatorname{div} \mathbf{u}',$$

— интеграл, отражающий работу при пульсационном сжатии (расширении) газа;

$$J_3 = \frac{1}{\lambda^2} \int_{-\lambda/2}^{\lambda/2} \int_{-\lambda/2}^{\lambda/2} \left[(\operatorname{grad} u'_x)^2 + (\operatorname{grad} u'_y)^2 + \frac{1}{3} (\operatorname{div} \mathbf{u}')^2 \right],$$

$$J_4 = \frac{1}{\lambda^2} \int_{-\lambda/2}^{\lambda/2} \int_{-\lambda/2}^{\lambda/2} (\operatorname{div} \mathbf{u}')^2.$$

— интегралы, описывающие диссипацию энергии турбулентности.

Необходимо заметить, что возникающие в процессе вывода уравнения (3) интегралы по границе ячейки с учетом приведенных выше граничных условий строго зануляются. Интегралы J_1 и J_2 могут принимать как положительное, так и отрицательные значения, а интегралы J_3 , J_4 принимают только положительные значения. Из уравнения (3) следует, что объемная вязкость η_2 вносит в производство турбулентной энергии диссипативное слагаемое того же знака, что и слагаемое, обусловленное динамической вязкостью η_1 , причем оба слагаемых уменьшают производство энергии турбулентности.

Подобное уравнение использовалось [6] для энергетической оценки критического числа Рейнольдса перехода Re , которое получалось при $dE/dt = 0$ из минимизации функционала

$$Re = \min \left(\frac{J_3 + \alpha J_4}{J_1 + J_2} \right).$$

Из последнего можно заключить, что с увеличением значения параметра α (значения объемной вязкости η_2) величина Re должна возрастать. Но для количественного результата в данном случае необходима информация об эволюции структуры в модельной ячейке.

3. Метод решения и результаты расчетов

Для численного решения модельной задачи использовалась явно-неявная конечно-разностная схема с расщеплением по направлениям и физическим процессам [7]. В операторной форме схема записывается в виде

$$\frac{\mathbf{x}^{n+1} - \mathbf{x}^n}{\tau} + \mathbf{A}_h [\delta \mathbf{x}^{n+1} + (1 - \delta) \mathbf{x}^n] = \mathbf{F}^n, \quad (4)$$

где $\mathbf{x}^n = (\rho_{ij}^n; u_{xij}^n; u_{yij}^n)$ — сеточная вектор-функция решения на n -ом временном слое, δ — весовой параметр. Расщепляющий оператор \mathbf{A}_h включает в себя симметричные аппроксимации со вторым порядком первых и вторых производных по каждой пространственной координате. Оператор \mathbf{F}^n трактуется как вектор правых частей и составлен из симметричных по каждой координате аппроксимаций смешанных производных со вторым порядком из уравнений импульсов и диссипативных членов из уравнения энергии. На регулярной сетке с шагом h по обеим координатам схема (4) имеет порядок аппроксимации $O(\tau + h^2)$ и абсолютно устойчива при $\delta \geq 0.5$ [7].

Расчеты производились для числа Маха $M_0 = 2$ и значений $\alpha = 0; 0.5; 1; 1.5; 2$. Характеристики исследуемой структуры параметризовались по расчетным данным [8] для слоя смешения. При этом число Рейнольдса, параметры перемежаемости и относительной интенсивности вихревой области выбирались соответственно как

$$Re = 80, \quad \lambda = 2.5, \quad \beta = 2.$$

Сеточная область содержала $21 \times 21 = 441$ узлов с шагом $h = 0.125$ по обеим координатам, шаг по времени равнялся $\tau = 0.01$. Эволюция прослеживалась на 800 временных шагов. При периоде обращения $T = 4\pi/\Omega_0$ за это время вихрь совершал 5 оборотов. Модуль завихренности структуры, отнесенный к значению фоновой завихренности $2U_0/l$, на n -ом временном слое рассчитывался на основе конечно-разностной аппроксимации

$$\omega_{ij}^n = \frac{\lambda}{2} \left| \frac{u_{x\ ij-1}^n - u_{x\ ij+1}^n}{2h} - \frac{u_{y\ i-1j}^n - u_{y\ i+1j}^n}{2h} \right| - 1.$$

3.1. Тестовые расчеты

Для тестирования численной схемы проводились расчеты диффузии круглого изохорного вихря Рэнкина с центром в начале координат ячейки в отсутствии сдвигового поля скоростей. Под изохорным вихрем понимается вихревое течение сжимаемого газа, в котором плотность ρ остается величиной постоянной. В силу симметрии задачи расходимость поля скоростей изохорного вихря Рэнкина равна нулю, а его эволюция совпадает с диффузией вихря Рэнкина в вязкой несжимаемой жидкости [9]. Соответствующее аналитическое решение для поля завихренности имеет вид

$$\omega_a(r, t) = \frac{\beta\lambda Re}{t} \exp\left(-\frac{Re r^2}{4t}\right) \int_0^{1/2} \exp\left(-\frac{Re \xi^2}{4t}\right) I_0\left(\frac{Re r}{2t} \xi\right) \xi d\xi, \quad (5)$$

где $I_0(\zeta)$ — функция Бесселя второго рода нулевого порядка мнимого аргумента, $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ — расстояние от центра вихревой области до произвольной точки расчетной ячейки. На рис. 2 представлено распределение завихренности в ячейке в последовательные моменты времени t соответственно для чисел Рейнольдса $Re = 100, 80$. Отличие аналитического решения (5) от расчетного в равномерной сеточной норме C_h не превышает 0.006.

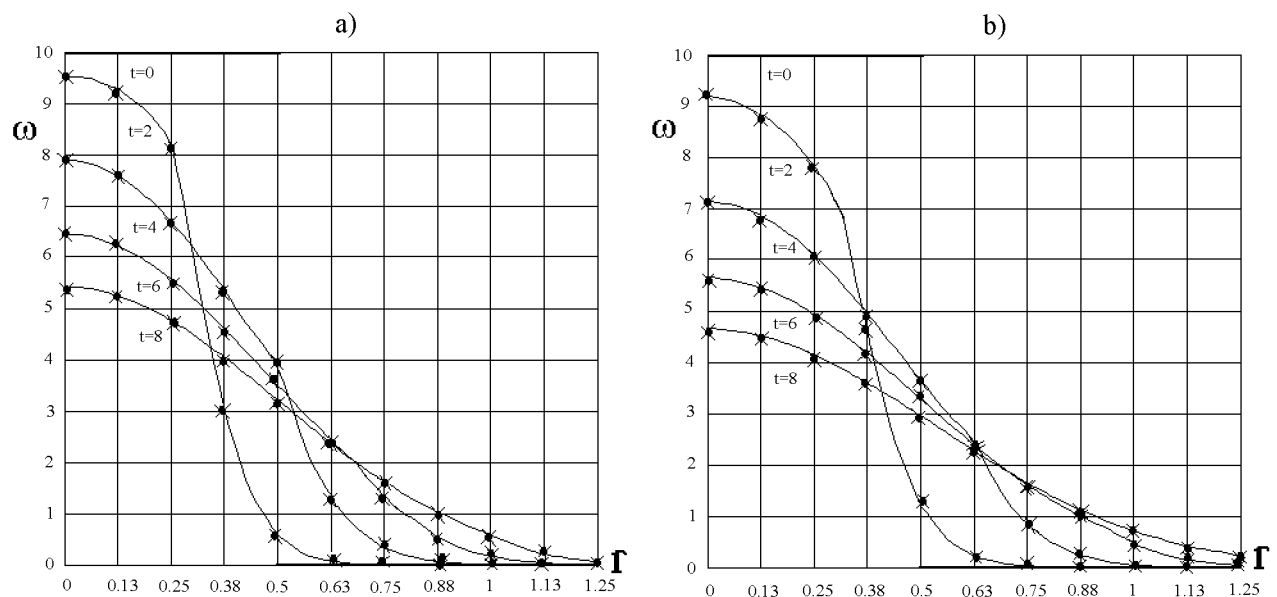


Рис. 2. Диффузия завихренности ω изохорного вихря: а) $Re = 100$; б) $Re = 80$; — аналитическое решение (3), \bullet — численное решение вдоль оси x , \times — численное решение вдоль оси y .

Для тестирования схемы в адиабатическом приближении использовался факт совпадения эволюции завихренности в центре вихря Рэнкина в сжимаемой и несжимаемой вязкой жидкости. Соответствующее аналитическое решение независимо от значения параметра α имеет вид [9]

$$\omega_a(0, t) = 2\beta\lambda \left(1 - \exp\left(-\frac{\text{Re}}{16t}\right) \right). \quad (6)$$

На рис. 3 показано поведение завихренности структуры в центре расчетной ячейки в зависимости от времени t для различных значений параметра α . Различие между теоретическим решением для завихренности (6) и расчетными для значений $\alpha = 0, 0.5, 1, 1.5, 2$ не превосходит 0,01 в норме C_h .

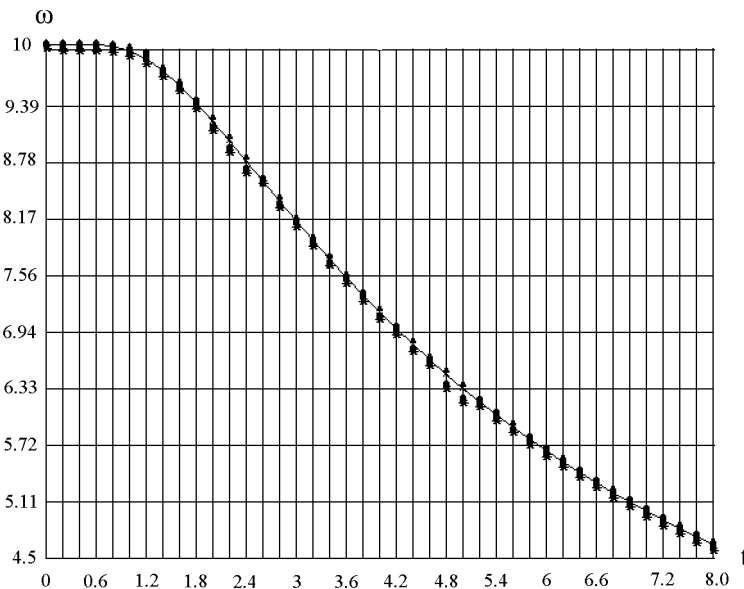


Рис. 3. Поведение во времени завихренности структуры в центре расчетной ячейки для различных значений параметра α : — аналитическое решение (4), • — численное решение для $\alpha = 0$, × — численное решение для $\alpha = 0.5$, * — численное решение для $\alpha = 1.0$, ♠ — численное решение для $\alpha = 1.5$, □ — численное решение для $\alpha = 2.0$.

3.2. Исследование эволюции структуры

В качестве одной из характеристик влияния объемной вязкости прослеживалась диффузия завихренности исходной структуры. На рис. 4 представлены графики роста размера вихревой области d , отнесенного к начальному размеру структуры $2R$, для различных значений отношения объемной вязкости к динамической α . Видно, что с увеличением α скорость роста размера структуры возрастает. Количественные отличия размера вихревой области при $\alpha = 0.5; 1; 1.5; 2$ от размера при $\alpha = 0$ в момент окончания счета при $t = 8$ приведены в табл. 1. Можно отметить, что даже при относительно небольших значениях объемной вязкости ее вклад в процесс вязкой диффузии оказывается конечным.

Таблица 1. Значения размера структуры d в момент времени $t = 8$ для различных значений параметра α

$\alpha = \eta_2/\eta_1$	0	0.5	1.0	1.5	2.0
d	1.75	1.88	2.0	2.13	2.25
Отлич. в %	—	7	12	18	22

Для оценки влияния объемной вязкости η_2 на турбулентные характеристики рассчитывались средние по области и на временном интервале $t \in [0, \Theta]$ модули безразмерных реynольдсовых напряжений

$$\sigma = \frac{1}{\Theta\lambda^2} \int_{-1.25}^{1.25} dx \int_{-1.25}^{1.25} dy \int_0^{\Theta} dt \rho |u'_x u'_y|,$$

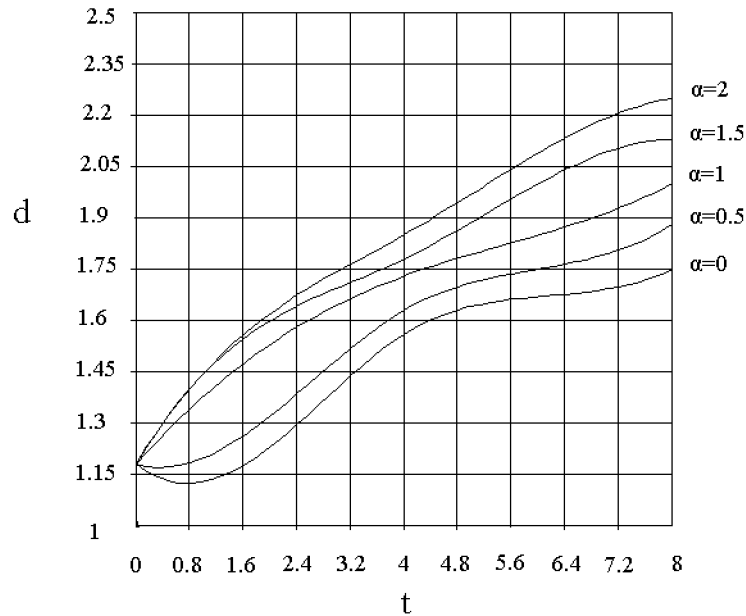


Рис. 4. Зависимость роста размера структуры d от времени t для различных значений отношения объемной вязкости к динамической $\alpha = \eta_2/\eta_1$.

Результаты расчетов для $\Theta = 8$ приведены в табл. 2, где величина $\langle \rho(\mathbf{u}')^2 \rangle$ представляет собой плотность пульсационной энергии.

Таблица 2.

Расчетные значения безразмерных средних рейнولدсовых напряжений и плотности пульсационной энергии

$\alpha = \eta_2/\eta_1$	0	0.5	1.0	1.5	2.0
σ	0.409	0.422	0.444	0.473	0.513
$\langle \rho(\mathbf{u}')^2 \rangle$	1.423	1.543	1.722	1.983	2.383
$\sigma / \langle \rho(\mathbf{u}')^2 \rangle$	0.287	0.276	0.258	0.239	0.215

Как известно, в слое смешения, например, организованные вихри вносят около 40 % вклада в суммарные рейнولدсовы напряжения [10]. В этом случае с учетом полученных результатов дополнительный вклад объемной вязкости η_2 в суммарные рейнولدсовы напряжения можно оценить в пределах 1 % ÷ 8 % для $0 \leq \alpha \leq 2$.

На рис. 5 представлены временные зависимости производства плотности турбулентной энергии для различных значений параметра α , рассчитанные по уравнению (3). Из графиков видно, что в данной модельной задаче производство турбулентной энергии всегда имеет отрицательный знак и убывает. Причем, чем больше значение параметра α , тем быстрее спадает производство турбулентной энергии. Отсутствие механизма положительного производства турбулентной энергии, такого, например, как растяжение квазипродольных вихрей (“brades”) в слое смешения [10], является недостатком модели и не позволяет непосредственно оценить влияние объемной вязкости на $Re_{кр}$ ЛТП. Можно констатировать лишь, что в среднем отличие производства (отрицательного) dE/dt при $\alpha = 0$ отличается от dE/dt для значений $\alpha = 0.5, 1, 1.5, 2$ в тех же пределах, что и модули рейнولدсовых напряжений (см. табл. 2).

Заключение

Результаты численного моделирования динамики вихревой структуры в сдвиговом потоке позволяют сделать качественный вывод о стабилизирующем влиянии объемной вязкости на ЛТП. С возрастанием значения коэффициента объемной вязкости в пределах $0 < \eta_2 < 2\eta_1$ скорость роста размера структуры увеличивается и зафиксированное изменение в среднем составляет 10 % – 20 %. При этом модули производства турбулентной энергии и средних по пространству и времени рейнولدсовых напряжений с увеличением

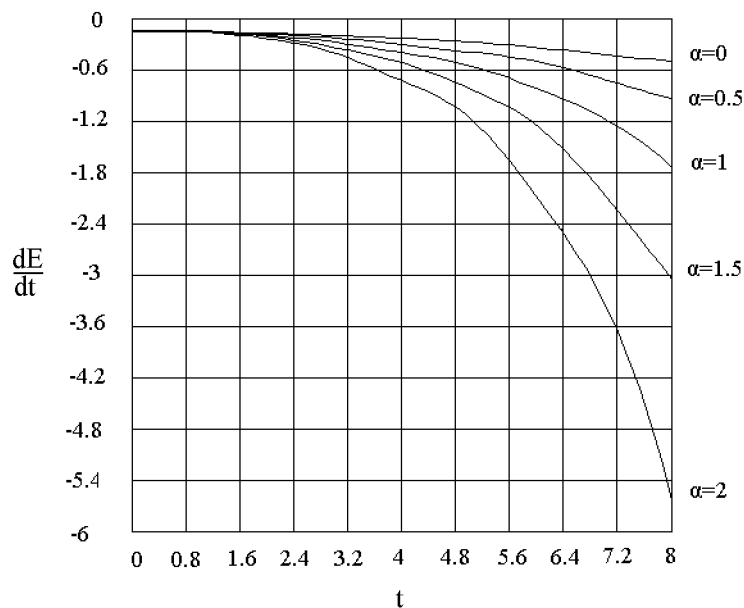


Рис. 5. Поведение во времени производства плотности турбулентной энергии для различных значений параметра $\alpha = \eta_2/\eta_1$

значения объемной вязкости также возрастают на 3% – 20%. Вклад объемной вязкости в суммарные рейнольдсовы напряжения оценивается тогда в 1% – 8%. Такое изменение существенно, так как по порядку величины соизмеримо с эффектом используемых на практике механических способов снижения сопротивления, например, с помощью риблет [4]. Таким образом, возникает гипотетическая возможность управления сопротивлением в сжимаемых потоках с помощью изменения объемной вязкости газа. В этой связи следует продолжить изучение эффекта на базе более совершенных моделей.

Список литературы

- [1] NERUSHEV A., NOVOPASHIN S. Rotational relaxation on transition to turbulence // Phys. Lett. A. 1997. Vol. 232. P. 243–245.
- [2] BERTOLOTTI F.V. The influence of rotational and vibrational energy relaxation on boundary-layer stability // J. Fluid Mech. 1998. Vol. 372. P. 93–118.
- [3] ГРИГОРЬЕВ Ю.Н., ЕРШОВ И.В. К вопросу о влиянии вращательной релаксации на ламинарно-турбулентный переход // Тезисы док. Юбилейной науч. конф., посвященной 40-летию Ин-та механики МГУ, 22–26 ноября 1999. М.: МГУ. С. 65–66.
- [4] Бойко А.В., Грек Г.Р., Довгаль А.В., Козлов В.В. Возникновение турбулентности в пристенных течениях. Новосибирск: Наука, 1999. 328 с.
- [5] Хинце И.О. Турбулентность, ее механизм и теория. М.: ФМ, 1963. 680 с.
- [6] ЛАНДАУ Л.Д., ЛИВШИЦ Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 733 с.
- [7] КОВЕНЯ В.М., ЯНЕНКО Н.Н. Метод расщепления в задачах газовой динамики. Новосибирск: Наука, 1981. 304 с.
- [8] CORCOS G.M., SHERMAN F.S. The mixing layer: deterministic models of a turbulent flow. Part I. Introduction and the two-dimensional flow // J. Fluid Mech. 1984. Vol. 139. P. 29–65.
- [9] КОЧИН Н.Е., КИВЕЛЬ И.А., РОЗЕ Н.В. Теоретическая гидромеханика. Часть II. Физматгиз, М., 1963, 728 с.
- [10] BROWAND F.K., CHIN - MING HO. The mixing layer: an example of quasi two-dimensional turbulence // J. de Mécanique Théorique et appliquée. Vol. 1, 1983, 99–120.