

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОСТИ КАК «ВИХРЕВОЙ ЗАСЫПКИ»

Л.Э. Меламед¹, Г.А. Филиппов²

¹Закрытое акционерное общество «Центр физико-технических проектов
«Атомэнергомаш», г. Москва, Россия

²Отделение энергетики, машиностроения, механики и процессов управления
Российской академии наук, г. Москва, Россия
lev.melamed@yandex.ru

Резюме: Предложен новый метод моделирования и исследования турбулентного течения, основанный на представлении о турбулентности как о течении через «вихревую засыпку». Для его реализации применен предложенный ранее метод локальных флуктуаций, который позволяет аналитически описывать и задавать в компьютерных расчетах структуру среды, насыщенной включениями. На основе полученного ранее уравнения движения для турбулентного течения найден профиль внутреннего сопротивления турбулентного потока. Показано, что именно такой профиль средней вязкости потока с включениями, имитирующими вихревые трубки, является причиной перестройки профиля скорости из ламинарного в турбулентный. Этот подход позволяет заменить достаточно сложный расчет турбулентного течения более простым расчетом ламинарного течения с флуктуациями, моделирующими вихревую засыпку. На основе предложенного метода построена расчетная модель «вихревой засыпки», позволяющая рассчитывать и анализировать турбулентное течение в трубах.

Ключевые слова: турбулентность, моделирование, вихревая засыпка, локальные флуктуации, внутреннее сопротивление.

Благодарности: Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ, проект № 15-08-00442а).

SIMULATION OF TURBULENCE AS A «VORTEX BACKFILL»

L.E.Melamed¹, G.A.Filippov²

¹Closed joint-stock company «Centre of physic technical designs "Atomenergomash",
Moscow, Russia

²Department of power, mechanical engineering, mechanics and control processes of Russian
Academy of Sciences, Moscow, Russia
lev.melamed@yandex.ru

Abstract: The new method of simulation and the turbulent flow research, based on representation about turbulence as a current through «vortex backfill» is offered. The method of local fluctuations offered earlier is applied to its realization. This method allows to describe and assign analytically in computer calculations the structure of the medium filled with inclusions. On the basis of the equation of movement for turbulent flow in the pipes, offered earlier, the profile of interior resistance of a turbulent stream is received. It is shown that gained on its basis the profile of mean viscosity of stream with the inclusions simulating the vortex tubes, reconstructs the profile of velocity from laminar to turbulent. This approach allows to change rather complex calculation of

turbulent flow with more simple laminar flow with fluctuations, simulating the «vortex backfill». The calculated model of «vortex backfill» is constructed, allowing to calculate and analyze turbulent flow in pipes.

Keywords: turbulence, simulation, the vortex backfill, fluctuations, interior resistance.

Acknowledgments: This work is fulfilled with financial support of the Russian fund of basic researches (RFFI, the project № 15-08-00442a).

Введение

Турбулентность – одно из самых сложных физических явлений, имеющих место в технических приложениях, в том числе и в энергетике. При этом наиболее распространенным практическим приложением и модельным теоретическим примером, исследуемым вплоть до самого последнего времени, является течение в трубах [1–3]. Особую сложность представляет расчет турбулентных течений. Имеется целый ряд расчетных методов, пригодных для тех или иных условий. Большое распространение получили полуэмпирические модели феноменологического типа, в которых осредненные по Рейнольдсу уравнения Навье-Стокса дополняются тем или иным приближенным выражением, уравнением или системой уравнений. Эти методы не дают возможности явным образом вводить в рассмотрение основной физический аспект турбулентного течения, а именно сами вихри или вихревые трубки, заменяя это явление некоторыми внутренними параметрами (турбулентной вязкостью, кинетической энергией, скоростью диссипации кинетической энергии и т.п.).

Другая группа расчетных методов – метод прямого численного моделирования (*DNS*-метод) и метод моделирования крупных вихрей (*LES*-метод) – применяет уравнения Навье-Стокса без их осреднения и, в основном, не использует вышеназванные параметры. *DNS*-метод сводится к прямому решению трехмерных нестационарных уравнений Навье-Стокса, требующему столь малых пространственных и временных шагов сетки, что это пока еще затруднительно даже при современных возможностях вычислительной техники, особенно при больших числах Рейнольдса. *LES*-метод облегчает требования к вычислительной мощности, применяя прямые вычисления только к областям с крупными вихрями и учитывая участки с мелкими вихрями так же, как это делается в первой группе методов.

Данная работа примыкает ко второй группе методов. В рассмотрение вводится задаваемая априори система вихрей, которая рассчитывается напрямую. Как и во второй группе методов, используются уравнения Навье-Стокса без осреднения. В то же время основу формирования системы вихрей составляют данные о профиле турбулентной вязкости – понятия, связанного с методами первой группы. При этом главным упрощающим обстоятельством является замена вихрей эквивалентными им (по динамическому воздействию) флуктуациями плотности. В качестве примера рассматривается турбулентное течение в трубах. Работа является продолжением ряда других, опубликованных ранее работ. Так, в работах [4, 5] рассматривалось влияние переменной (по радиусу канала) вязкости, вызванной течением разнородных сред, на поле скоростей ламинарного и турбулентного потоков. Рассматривались слоистые течения; было определено понятие постоянной «эффективной» вязкости, которая эквивалентна переменной – в определенном расчетном смысле. В работе [6] была предложена физическая концепция турбулентного течения как течения сквозь «вихревую засыпку» из образующихся, движущихся и распадающихся вихрей, а также получено новое уравнение турбулентного движения в трубах. Это уравнение не содержит экспериментальных параметров и включает дополнительный член, отвечающий за внутреннее сопротивление «вихревой засыпки». В работе [7] был предложен метод локальных флуктуаций – метод моделирования неоднородных сред (в частности,

систем с засыпками), позволяющий вводить в компьютерное или аналитическое рассмотрение полей одиночные включения или системы включений – как различные типы неоднородности среды. Если рассматривать эти работы как анализ различных случаев переменной вязкости, то в данной работе, в дополнение к работам [6; 7], рассмотрено влияние вязкости в более сложном случае – когда при постоянной физической вязкости эффективная (реально действующая) вязкость является переменной. Такая физическая картина имеет место при турбулентности. Этот подход позволяет производить численные эксперименты над турбулентным потоком с произвольной, задаваемой априори вихревой структурой, то есть, по существу, изменять эффективную вязкость и рассматривать «под микроскопом» физическую суть процесса. Это важно, поскольку «многообразие проблем турбулентности не должно затемнять тот факт, что сердцевиной предмета является физика» [8]. Это создает, как и *DNS*-метод, дополнительный источник экспериментальных данных, что важно в связи с ограниченностью возможностей измерительной техники.

Теоретические основы и методика моделирования

Основой предлагаемого метода является замена системы вихрей или вихревых трубок, присутствующих в турбулентном потоке, системой локальных флуктуаций вязкости, дающей те же или близкие к ним интегральные характеристики потока. Иными словами, это сравнение турбулентной «вихревой засыпки» с некоторой гипотетической засыпкой, состоящей из жидких объектов другой вязкости и, в общем случае, других размеров, но дающей тот же профиль скоростей. Нахождение структуры эквивалентной засыпки в зависимости от числа Рейнольдса и условий течения является трудной многокритериальной задачей. В рамках данной работы будет показано, что она принципиально и технически выполнима.

Введем следующее определение. Назовем эквивалентной засыпкой, дающую в турбулентном потоке в трубе тот же профиль скорости и то же сопротивление, что и «натуральная» вихревая засыпка, т.е. сам поток. Критерием эквивалентности будем считать равенство суммы сил давления, действующих на контрольную поверхность объекта или флуктуации при данном значении *Re*. Этот признак гарантирует одинаковость динамического воздействия объекта и его модели на окружающую среду (жидкость). Разумеется, эквивалентность одиночных объектов не гарантирует эквивалентности ансамбля, но является первым шагом к такой эквивалентности. Ниже поэтапно будет изложена данная методика.

1. Моделирование одиночного вихря. Замена вихря локальной флуктуацией вязкости

Рассмотрим некоторые данные, которые определяют возможность замены (в целях расчета) вращающихся подвижных вихрей или вихревых трубок также подвижными, но не вращающимися объемами другой вязкости. Эквивалентность такой замены будет достигнута в соответствии с известным методом Шварца, если вместо вырезанной части расчетной области будет вставлена другая часть, обладающая тем же динамическим воздействием на окружающую среду. В качестве такого динамического воздействия можно выбрать интеграл I_p от сил давления по поверхности того объема, который выбрасывается. В случае нестационарной задачи к этому условию добавляется еще и условие равенства масс (плотностей).

Процесс выбора параметров требуемой эквивалентной замены рассмотрим на конкретном примере единичного вращающегося шарового объема жидкости, находящегося на оси трубы и движущегося вместе с жидкостью. В данном примере диаметр трубы $D=0,2$ м, высота $H=0,3$ м, диаметр шара $d=0,1$ м, средняя скорость потока $w_0=100$ м/с, плотность жидкости (газа) $\rho=1$ кг/м³, динамическая вязкость $\mu=10^{-3}$, профиль входной скорости параболический, число Рейнольдса по диаметру шара $Re_{ш}=10^4$. Задача решается как *swirl*-модель системы *Comsol Multiphysics*, в которой граничные условия на поверхности Γ шарового вихря, вращающегося вокруг оси канала, задаются так: $u_\Gamma=u$, $v_\Gamma=v$, $w_\Gamma=\omega \cdot r$. Сила давления на вихрь в зависимости от скорости вращения вихря $I_p=f(\omega)$ показана на рис. 1.

Из этого рисунка следует, что изменение угловой скорости вращения вихря от очень малой ($\omega=0,001$ 1/сек) до очень большой ($\omega=100$ 1/сек) мало сказывается на величине силы давления, изменяя ее не более, чем на 10–12% от среднего значения. Уже малая скорость вращения делает вращающийся объем почти непроницаемым для внешнего потока, и степень этой непроницаемости с увеличением скорости вращения меняется мало. Вращение вихря в других направлениях тоже мало меняет динамическое воздействие на него. Эти обстоятельства благоприятствуют условиям моделирования, делая их мало зависящими от разброса скоростей вращения вихрей. Для дальнейшего описания методики работы (при данном числе Рейнольдса) за основу примем среднее значение $I_p^*=-0,325$ Н.

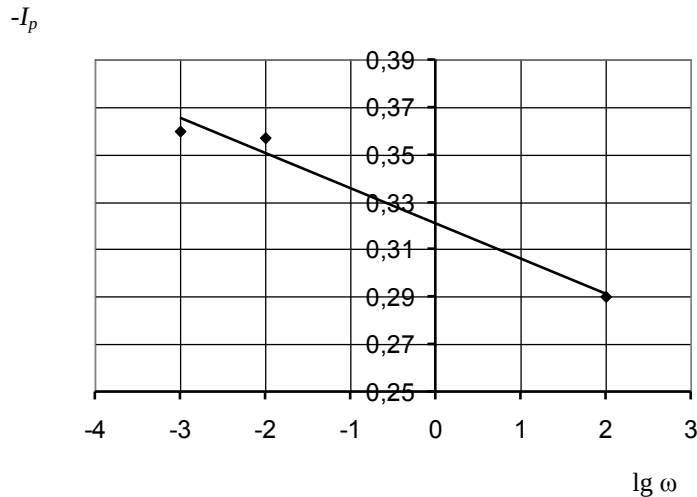


Рис. 1. Зависимость величины интегрального давления I_p , Н, действующего на поверхность единичной шаровой флуктуации, от угловой скорости вращения ω

Далее возникает вопрос о том, как найти величину вязкости рассматриваемой флуктуации, которая придаст ей необходимую интегральную силу давления в данных условиях. Для определения зависимости $I_p=\varphi(\mu)$ проводится серия расчетов, результаты которых показаны на рис. 2, а затем графически определяется искомая величина вязкости. В нашем случае она равна $\mu^*=0,4$ Па·сек. Таким образом, получена эквивалентная вязкость флуктуации данного радиуса при данном значении Re (подсчитанному по диаметру шара). Следует отметить, что при малой вязкости флуктуации существует разница в скоростях между ее носовой и кормовой частями, что должно приводить к ее деформации. При большой вязкости такой разницы нет, и флуктуация движется как твердое тело со скоростью, равной средней скорости жидкости в том же месте и при том же объеме.

2. Моделирование системы вихрей

Рассмотрев получение одиночной эквивалентной флуктуации, обратимся теперь к вопросу формирования системы вихрей применительно к круглой цилиндрической трубе. Построим систему вихревых трубок тороидальной формы, окружающих ось трубы и расположенных в шахматном порядке. Эти трубки будут иметь вязкость, существенно отличающуюся от вязкости несущей среды.

Для построения такой структуры используем метод локальных флуктуаций [5], который является методом компьютерного моделирования и позволяет при моделировании любых физических процессов вводить в рассмотрение неоднородности физических сред простым и единообразным образом. Эти неоднородности описываются с помощью математических выражений, содержащих как обычные, так и логические функции. Отдельного задания неоднородностей как геометрических объектов не требуется.

Описанные таким образом включения автоматически распространяются на всю область при любой её форме. С помощью данного метода могут рассчитываться как жидкие и газообразные (двух- и многофазные) среды, так и неоднородные твердые тела (композитные, пористые и пр.). Метод позволяет учитывать изменения неоднородностей (их формы и размеров) в ходе физического процесса, т.е. ставить и решать широкий круг задач.

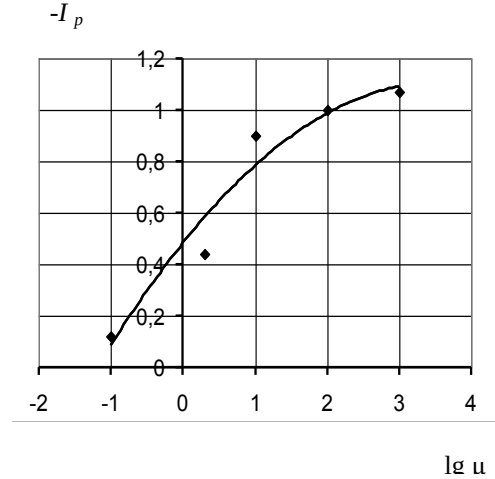


Рис.2. Зависимость величины интегрального давления I_p , Н, действующего на поверхность единичной шаровой флуктуации, от ее вязкости μ , Па·с

Чтобы задать в плоской области (r, z) (плоском сечении трубы, проходящем через ось), систему круговых включений с радиусом R , расположенных в прямоугольном порядке, зададим характеристическую функцию этих включений в виде

$$f(r, z) = ((r - r_0)^2 + (z - z_0)^2) \leq R(r, z)^2. \quad (1)$$

Эта логическая функция равна единице внутри кругов и нулю вне их. Здесь $r_0 = ([r/a] + \{r/a\}) / (2/a)$, $z_0 = ([z/b] + \{z/b\}) / (2/b)$ – набор координат центров кругов, с расстоянием a между их центрами по оси r и b – по оси z . Прямые и фигурные скобки в этом выражении обозначают, соответственно, функции «ближайшее целое слева» и «ближайшее целое справа».

Более близким к естественному (хаотическому) расположению вихрей на плоскости является шахматное распределение вихрей, которое создает большую загруженность области, чем прямоугольное их расположение. Для создания последующих рядов включений используем ту же функцию (1), но сдвинутую относительно первой на величину m по оси r и n по оси z , а именно функцию $\varphi(r, z) = f(r - m, z - n)$. Сумма функций $f(r, z)$ и $\varphi(r, z)$ создаст шахматное расположение круговых включений. Вязкость всей структуры определим выражением

$$\mu = \mu_0 + (\mu_2 - \mu_0)(f(r, z) + \varphi(r, z)). \quad (2)$$

В соответствии с выражением (2) во всех точках вне круговых включений, где $f(r, z) = \varphi(r, z) = 0$, получаем $\mu = \mu_0$, т.е. вязкость равна вязкости текущей жидкости. Внутри круговых включений имеют место условия $f(r, z) = 1$ или $\varphi(r, z) = 1$ (поскольку эти круговые включения не пересекаются), и вязкость оказывается равной заданной вязкости внутренней части круговых включений, т.е. $\mu = \mu_2$. Необходимо отметить, что сформированные таким образом флуктуации вязкости представляют собой как бы сгустки вещества и двигаются вместе с потоком, но с несколько иной скоростью, получаемой в результате решения задачи.

Конкретная реализация структуры модели вихревой засыпки в плоском сечении через ось канала производится следующим образом. Задав некоторую величину R_0 и положив $a = 2R_0$, $b = a\sqrt{3}$, $m = a/2$, $n = (a\sqrt{3})/2$, получим плотную треугольную упаковку кругов радиуса R_0 . Уменьшая радиус кругов $R=R(r)$ при сохранении величин a , b , m , n получаем возможность изменять загруженность засыпки, т.е. отношение суммарной площади кругов ко всей расчетной площади (при сохранении ее общей структуры). Применение данной методики будет продемонстрировано далее.

3. Профиль турбулентной вязкости и его формирование. Система вихрей переменных размеров и положения

Для ответа на вопрос о том, можно ли разработать и воспроизвести такую систему неоднородностей-включений, имитирующих вихри или вихревые трубки, чтобы она приводила к турбулентным профилям средних скоростей потока в трубах, надо знать:

- а) величину и профиль эффективной («турбулентной») вязкости в трубах и
- б) степень влияния вязкости включений на эффективную вязкость «смеси».

Турбулентная вязкость потока в трубах сама по себе изучена очень хорошо. Однако не выявлена связь турбулентной вязкости с внутренним сопротивлением, создаваемым турбулентной «вихревой засыпкой». Для выявления этой связи рассмотрим внутреннее сопротивление турбулентного потока на основе уравнения движения, предложенного в работе [4]. Это уравнение в относительных переменных ($x=r/R$, $y = w / w_a$) имеет вид

$$\frac{1}{x}(xy')' = G(1 - \theta \frac{y^2}{y(0)^2(1-x^2/2)}). \quad (3)$$

Здесь y – относительная скорость; x – относительный радиус; w – скорость, м/с; w_a – средняя скорость потока, м/с; r – радиус, м; R – радиус канала, м; $G = PR^2/\mu w_a$, где $P = \partial p / \partial z$ – градиент давления, Па/м, p – давление, Па, z – направление по оси потока, м, μ – динамическая вязкость, Па·с; θ – характеристическая функция зоны течения.

Уравнение (3) дополнено граничными условиями: $y'=0$ при $x=0$ (на оси); $y = y_k$ при $x = x_k$ (в конце турбулентного ядра), и условием баланса расхода. В пределах турбулентного ядра $0 \leq x \leq x_k$ коэффициент $\theta = 1$.

Внутреннее сопротивление в уравнении (3) представлено вторым членом в скобке правой части. Это выражение является отношением $\gamma = F/P$ градиента сил сопротивления F к градиенту сил давления P [4]. Численное решение уравнения (3) позволяет найти зависимость величины γ от радиуса канала при различных значениях числа Re , что показано на рис. 3. Величина γ близка к единице на большей части турбулентного ядра и резко уменьшается только при $x \geq 0,5 \div 0,7$. Внутреннее сопротивление F (поскольку P не меняется по радиусу) ещё более уменьшается в переходной области, где $\theta \approx 0,5$, и полностью исчезает в ламинарном подслое, где $\theta = 0$. Стоит отметить, что поведение величины γ достаточно хорошо соответствует распределениям турбулентной вязкости, приведенным в работах [6–8].

Итак, определен профиль турбулентного сопротивления F , но не его величина. Для определения этой величины рассмотрим вопрос о соотношении физической и расчетной турбулентной вязкостей, как по величине, так и по форме. Для этого сравним между собой два уравнения Навье-Стокса для стационарного течения в круглой трубе. Первое уравнение зададим с переменной вязкостью $\mu_t(r)$ и градиентом P_1 , соответствующим турбулентному режиму, т.е. в виде $(\mu_t(r)rw'_t)' / r = P_1$. Второе уравнение зададим с постоянной вязкостью μ_0 и градиентом P_2 , соответствующим ламинарному режиму, т.е. в виде $(\mu_0rw')' / r = P_2$. Однократно проинтегрируем (с учетом условия на оси) эти уравнения и разделим их почленно друг на друга. Получим (при переходе к относительным величинам) соотношение $\frac{\mu_t(x)}{\mu_0} = \frac{y' \xi}{y'_t \xi}$. Используя для нахождения производных y' и y'_t логарифмический профиль

$y_t = \sqrt{\frac{\xi_t}{8}} \left(\frac{1}{k} \ln \eta + B \right)$ в турбулентном случае и параболический $y = 2(1-x^2)$ в ламинарном случае, а для коэффициентов сопротивления формулы $\xi_t = (1.81 \lg Re - 1.5)^{-2}$ (П.К. Конаков) и $\xi = 64/Re$, получаем следующую зависимость турбулентной вязкости от физической вязкости, режима течения и радиуса канала:

$$\mu_t(x) = A \mu_0 \varphi(x), \quad (4)$$

где $A = \frac{k Re}{8\sqrt{8}(1.81 \lg Re - 1.5)}$ и введено обозначение $\varphi(x) = 4x(1-x)$.

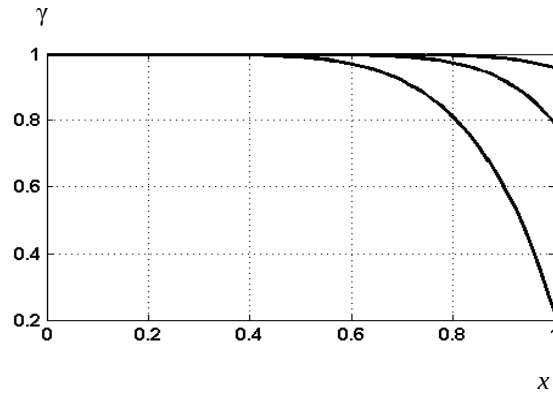


Рис. 3. Распределение величины $\gamma = F/P$ по радиусу канала $x = r/r_0$ для $Re = 4 \cdot 10^3$; $4 \cdot 10^5$; $4 \cdot 10^4$ (сверху вниз)

В соответствии с предложениями в работах [9, 10], а также на основании рис. 3 примем, что от оси и до некоторого значения $x \geq 0,5$ отношение $\mu_t(x)/\mu_0$ – постоянная величина. Это приводит к следующему видоизменению функции $\varphi(x)$:

$$\varphi(x) = (x \leq 0,5) + 4x(1-x)(x > 0,5). \quad (5)$$

Результаты расчетов по формулам (4), (5) хорошо согласуются с известными экспериментальными данными, определяющими турбулентную вязкость. Таким образом, с помощью сравнения общеизвестных соотношений для профиля скорости и коэффициента сопротивления турбулентного и ламинарного потоков получено новое простое выражение для величины и изменения по радиусу средней вязкости турбулентного потока, т.е. получен ответ на вопрос а) данного раздела.

Рассмотрим теперь вопрос б) этого раздела – о влиянии вязкости включений на среднюю вязкость «смеси», т.е. на турбулентную вязкость потока. Физическая вязкость вихрей, вихревых и дипольно-вихревых трубок является, разумеется, такой же, как и у окружающей их жидкости. Однако при своем вращении они почти перестают пропускать через свой объем окружающую среду, т.е. становятся как бы многократно более вязкими. Это существенно влияет на среднюю вязкость потока, а именно, увеличивает ее. В то же время за счет уменьшения размера вихрей-зерен при приближении к стенкам, т.е. разрежения турбулентной «засыпки» (уменьшения загруженности сечения) происходит уменьшение средней вязкости по радиусу канала. Для оценки влияния размера включений на вязкость потока была проделана серия расчетов с меняющимися от расчета к расчету размерами зерен. При этом размеры зерен по радиусу канала были постоянными. Конкретные данные расчетной схемы приведены в следующем разделе. Рассмотрение начиналось с предельного случая – плотной упаковки зерен некоторого радиуса R_0 , имеющих собственную вязкость μ_2 (при вязкости жидкости μ_1). Конкретная величина R_0 не имеет значения, поскольку при плотной упаковке загруженность сечения не зависит от радиуса. Последовательно уменьшая радиус зерен R , получили, что отношение средней

вязкости однородной смеси к вязкости зерен уменьшается, как $(R/R_0)^3$. Поэтому, чтобы средняя вязкость менялась как $\varphi(x)$, нужно, чтобы радиус включений менялся как

$$R(x) = R_0 \varphi(x)^{\frac{1}{3}}, \quad (6)$$

где R – принятый радиус включений вблизи оси потока.

Вторая серия расчетов была проведена с использованием зависимости (6). При этом числа Рейнольдса, подсчитанные по диаметру канала, менялись в турбулентном диапазоне от 10^4 до 10^7 . В результате была получена следующая рекомендация для вязкости зерен-флуктуаций μ_2 :

$$\mu_2 \approx 0,02(\lg Re)^{5,2} \text{ Ац}_0. \quad (7)$$

Стоит отметить, что при увеличении числа Re в 10 раз расчетная вязкость зерен засыпки увеличивается в 20 раз.

Результаты

Рассмотрим профили скоростей течения со сформированной таким образом «засыпкой» при различных средних скоростях течения. Были проведены расчеты течения воды при $Re=10^4$; 10^5 ; 10^6 ; 10^7 в вертикальной круглой трубе диаметром 0,08 м и высотой 0,2 м. Формулы (4)–(7) совместно со значениями необходимых величин позволили рассчитать поле вязкости потока с учетом переменности радиусов включений (зерен). Поле вязкости, полученное в результате этого расчета, показано на рис. 4. Наглядно видно, как уменьшаются размеры зерен и загруженность течения при приближении к стенкам.

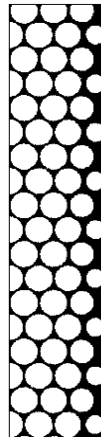


Рис. 4. Расчетное поле вязкости в осевом сечении трубы (правая половина). Белый цвет – сечения вихревых трубок («зёрна»), черный – несущая жидкость (вода)

На входе в трубу задавался ламинарный профиль скорости со средним значением, обеспечивающим необходимое число Re . Расчет проводился в системе *Comsol Multiphysics* по стандартной программе расчета ламинарного течения. Расстояние между центрами зерен шахматной «засыпки» составляло величину $a=0,012$ м. Размер зерен изменялся по радиусу канала в соответствии с выражением (6) при $R=5,6 \cdot 10^{-3}$ м. Вязкость «зерен» при $Re=10^4$; 10^5 ; 10^6 ; 10^7 была задана как 0,8; 20; 350; 8000 Па·с соответственно.

На рис. 5 показана средняя скорость турбулентного течения в поперечном сечении на расстоянии 0,18 м от входного сечения при вышеназванных значениях Re . Имеет место хорошее совпадение с экспериментальными данными [3]. Стоит отметить, что перестройка профиля скорости из ламинарного режима, заданного на входе, в турбулентный происходит на расстоянии полутора–двух диаметров канала. Это следует учитывать при задании размеров расчетной области. Некоторая негладкость кривых, их квазипериодические

возмущения связаны с существенной неоднородностью расчетного поля, с наличием флуктуаций вязкости.

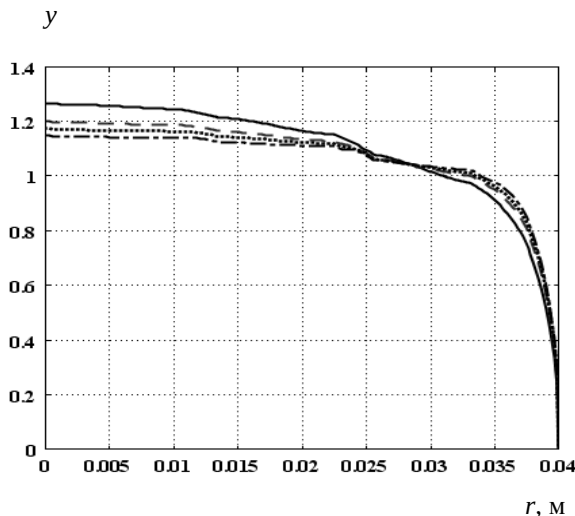


Рис. 5. Относительная скорость $y=w/w_d$ турбулентного течения в поперечном сечении трубы при наличии «вихревой засыпки» в зависимости от радиуса r , м.

Кривые соответствуют $Re=10^4$; 10^5 ; 10^6 ; 10^7 – сверху вниз (в левой части рисунка)

Таким образом, сформированная вышеописанным образом система тороидальных флуктуаций вязкости в круглой трубе, имитирующая реальную систему вихрей, дает то же среднее поле скоростей, что и в натурном эксперименте, во всем диапазоне турбулентных чисел Рейнольдса.

Обсуждение

Можно предположить, что круг задач, которые можно рассмотреть предлагаемым методом, ограничен. Однако это не так. Для расширения круга задач можно ввести в рассмотрение целый ряд дополнительных параметров. Параметры структуры засыпки и параметры ее характеристических функций легко сделать зависящими от времени, координат или скоростей. С помощью этих параметров засыпку можно сделать распадающейся и возникающей, колеблющейся, эллипсовидной и т.п. Могут рассчитываться двух- и многофазные потоки.

Предлагаемый подход не является трудоемким. Разница, по сравнению с другими методиками расчетов, состоит только в задании вязкости расчетного поля. При этом кроме констант в список выражений расчетной программы вписываются формулы (4)–(7). Расчетную область, например канал нужного размера, задать очень просто. Вязкость всех точек расчетного поля рассчитывается практически мгновенно, время расчета поля скоростей для каждого конкретного Re также невелико и зависит от степени подробности сетки. Расчет турбулентного течения ведется по программе для ламинарного течения (что сильно ускоряет работу), при этом действия по поддержанию устойчивости счета сведены к минимуму.

Связь параметров моделирования с потерями давления должна стать предметом дальнейшего анализа, но частный случай такого рассмотрения уже был приведен в работе [7] при моделировании ламинарного течения пароводяной смеси. Кроме того, в дальнейшем возможен подход, еще более близкий к естественным условиям, а именно – переход от вязких флуктуаций к вращающимся, так называемым «замороженным роторам». Дальнейшее накопление данных о размерах и взаиморасположении вихрей около стенок и других препятствий позволит в будущем отказаться от опоры на профиль турбулентной вязкости.

Заключение

В данной работе с помощью математического моделирования и прямой компьютерной реализации расчета потока с включениями, имитирующими «вихревую засыпку», показано, что величина и профиль турбулентной вязкости потока в трубах полностью определяются структурой и свойствами этой засыпки. Показано, что расчет течения с учетом определенной системы неоднородностей текущей среды приводит к турбулентному профилю осредненной скорости. При этом использовано обычное уравнение Навье-Стокса без каких-либо дополнительных величин. Построение модели проведено методом локальных флуктуаций.

Результаты работы подтверждают концепцию о возможности рассмотрения турбулентности как ламинарного течения через «вихревую засыпку», создаваемую текущей средой. Ранее эта концепция, предложенная в работе [6], была косвенно подтверждена полученным на ее основе уравнением турбулентного течения в трубах. Теперь она получила прямое подтверждение с помощью численного эксперимента. С помощью данного метода можно проводить численные эксперименты также и в других условиях и при другой геометрии, сопоставляя результаты вариантных расчетов с результатами физического эксперимента и выявляя, таким образом, внутреннюю суть процесса.

Литература

1. Баренблатт Г.И., Корин А.Дж., Простокишин В.М. Турбулентные течения при очень больших числах Рейнольдса: уроки новых исследований // УФН. 2014. Т. 184, №3. С. 265–272.
2. Вигдорович И.И. Описывает ли степенная формула турбулентный профиль скорости в трубе? // УФН. 2015. Т. 185, № 2. С. 213–216.
3. Zagarola M.V., Smits A.J. Mean-flow scaling of turbulent pipe flow. J. Fluid Mech. 1998. V. 373. P. 33–79.
4. Меламед Л.Э., Тропкина А.И., Фальковский Л.Н. Влияние переменной вязкости на ламинарные и турбулентные слоистые течения многофазных сред // Известия вузов. Проблемы энергетики. 2013. №1–2. С. 26–35.
5. Меламед Л.Э., Филиппов Г.А., Тропкина А.И. Эффективная вязкость и основные свойства многофазных слоистых течений // Известия вузов. Проблемы энергетики. 2014. № 5–6. С. 13–22.
6. Меламед Л.Э. Уравнение турбулентного движения в трубах // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41, Вып. 24. С. 23–28.
7. Меламед Л.Э. Метод локальных флуктуаций и моделирование неоднородных сред // Письма в ЖТФ. 2016. Т. 42, Вып. 19. С. 31–37.
8. Baumert H.Z. Universal equations and constants of turbulent moution. ArXiv: 1203.5042v2 [physics.flu-dyn] 30 May 2012.
9. Корневский А.А., Рябинин М.В. Определение профиля скорости в круглой цилиндрической трубе при турбулентном режиме течения с использованием численных методов // Экспозиция нефть газ. 2016. № 3 (49). С. 64–70.
10. Лапин Ю.В., Гарбарук А.В., Стрелец М.Х. Алгебраические модели турбулентности для пристенных канонических течений // Научно-технические ведомости СПбГПУ. 2004. № 2. С. 1–32.

Авторы публикации

Меламед Лев Эммануилович – канд. техн. наук, ведущий научный сотрудник закрытого акционерного общества «Центр физико-технических проектов «Атомэнергомаш», г. Москва. E-mail: lev.melamed@yandex.ru.

Филиппов Геннадий Алексеевич – д-р техн. наук, академик РАН по Отделению энергетики, машиностроения, механики и процессов управления (ОММПУ) РАН, г. Москва.

References

1. Barenblatt G.I., Korin A.Dzh., Prostokishin V.M. Turbulentnye techeniya pri ochen' bol'shikh chislakh Reynolda: uroki novykh issledovaniy // UFN. 2014. V. 184, No. 3. P. 265–272.
2. Vigdorovich I.I. Opisivaet li stepennaya formula turbulentnyi profil' skorosti v trube? // UFN. 2015. V. 185, No. 2. P. 213–216.
3. Zagarola M.V., Smits A.J. Mean-flow scaling of turbulent pipe flow. J. Fluid Mech. 1998. V. 373. P. 33–79.
4. Melamed L.E., Tropkina A.I., Fal'kovskii L.N. Vliyanie peremennoi vyazkosti na laminarnye i turbulentnye sloistye techeniya mnogofaznykh sred // Izvestiya vuzov. Problemy energetiki. 2013. No. 1–2. P. 26–35.
5. Melamed L.E., Filippov G.A., Tropkina A.I. Effektivnaya vyazkost' i osnovnye svoystva mnogofaznykh sloistnykh techenii // Izvestiya vuzov. Problemy energetiki. 2014. No. 5–6. P. 13–22.
6. Melamed L.E. Uravnenie turbulentnogo dvizheniya v trubakh // Pis'ma v ZhTF. 2015. T. 41, Vyp. 24. P. 23–28.
7. Melamed L.E. Metod lokal'nykh fluktuatsii i modelirovanie neodnorodnykh sred // Pis'ma v ZhTF. 2016. T. 42, Vyp. 19. P. 31–37.
8. Baumert H.Z. Universal equations and constants of turbulent motion. ArXiv: 1203.5042v2 [physics.flu-dyn] 30 May 2012.
9. Korenevskii A.A., Ryabinin M.V. Opredelenie profilya skorosti v krugloi tsilindricheskoi trube pri turbulentnom rezhime techeniya s ispol'zovaniem chislennykh metodov // Ekspozitsiya nef't gaz. 2016. No. 3 (49). P. 64–70.
10. Lapin Yu.V., Garbaruk A.V., Strelets M.Kh. Algebraicheskie modeli turbulentnosti dlya pristennykh kanonicheskikh techenii // Nauchno-tekhnicheskie vedomosti SPbGPU. 2004. No. 2. P. 1–32.

Authors of the publication

Melamed Lev Emmanuilovich – Dr. Sci. (Techn.), chief scientist of closed joint-stock company “Center of physicochemical projects Atomenergomash”, Moscow. E-mail: lev.melamed@yandex.ru.

Filippov Gennady Alekseevich – Dr. Sci. (Techn.), professor, member of Russian Academy of Sciences, Department of power, mechanical engineering, mechanics and control processes, Moscow.

Поступила в редакцию

25 июня 2017 г.