

УДК: 532.517.4(035.3)

## О НЕКОТОРЫХ ТЕКУЩИХ ПРОБЛЕМАХ И ЗАДАЧАХ СТАТИСТИЧЕСКОЙ ГИДРОМЕХАНИКИ ТУРБУЛЕНТНЫХ ТЕЧЕНИЙ

Ю.В. Нужнов

Институт проблем горения, 050012, ул. Богенбай батыра, 172, Алматы, Казахстан

### Аннотация

Вскрываются некоторые текущие проблемы и решаются отдельные задачи статистической гидромеханики турбулентных течений. При этом рассматривается моделирование как крупномасштабной (энергосодержащей), так и мелкомасштабной (диссипативной) структуры таких течений. Основное внимание уделяется проблемам статистического моделирования, связанным с эффектами внешней и внутренней перемежаемости.

**Ключевые слова:** гидромеханика, турбулентные течения, моделирование, перемежаемость

### 1. Введение

Математическое моделирование энергосодержащей структуры турбулентных течений впервые было предложено Рейнольдсом и теперь известно, как "метод RANS". Плодотворность метода RANS для построения физико-математических моделей RANS, использование которых осуществлялось (более века!) в различных областях науки и техники, трудно переоценить. Однако в настоящее время настоятельная необходимость в повышении качества таких моделей вынуждает искать новые пути в статистическом моделировании турбулентных течений. Причиной тому является то, что метод RANS основывается на моделировании безусловных средних гидродинамических характеристик и не учитывает одно из неотъемлемых свойств турбулентного течения, а именно – явление внешней гидродинамической перемежаемости.

В результате модели RANS не учитывают двойную гидродинамическую структуру турбулентного течения, содержащего в себе течения турбулентной и нетурбулентной жидкости, и поэтому в принципе не могут обеспечить более глубокое и точное математическое моделирование.

Математический аппарат статистической гидродинамики в условиях внешней перемежаемости различных гидродинамических полей турбулентного течения был разработан в [1]. Теория статистического моделирования энергосодержащей структуры турбулентных течений представлена в международном сборнике [2] в виде отдельной главы. Полученные

при этом дифференциальные уравнения для условных средних каждой из перемежающихся сред с турбулентной и нетурбулентной жидкостью послужили основой для нового принципа построения физико-математических моделей, который был назван как "Метод автономного статистического моделирования *ASMTurb*". Тестирование метода *ASMTurb* на примере построения физико-математических моделей для различных турбулентных течений классического типа показало "удивительно" хорошее согласие с известными опытными данными<sup>1</sup>.

Надо сказать, что целью моделирования энергосодержащей структуры турбулентных течений является прогнозирование турбулентного переноса импульса, тепла и вещества. Однако в случае, например, турбулентных химически реагирующих течений (турбулентного горения) требуется моделирование мелкомасштабной турбулентности с целью описания процессов смешения химических реагентов на уровне самых мелких турбулентных вихрей<sup>2</sup>.

<sup>1</sup> Распространение метода *ASMTurb* на моделирование энергосодержащей структуры, сжимаемых сверхзвуковых турбулентных течений связано с необходимостью учета ударных волн и здесь не рассматривается.

<sup>2</sup> Традиционно принятое "разделение" турбулентного течения на крупномасштабную "энергосодержащую" и мелкомасштабную "диссипативную" структуру весьма условно и продиктовано только возможностью значительного упрощения моделирования каждой из этих структур в отдельности.

Здесь, как выясняется, мы сталкиваемся с наиболее трудными проблемами статистического моделирования. Это же относится и к проблеме подсеточного моделирования SGS при замыкании моделей LES, которые сейчас представляются как наиболее перспективные в численном моделировании турбулентных течений.

Фундаментальный характер теории мелкомасштабной турбулентности обусловлен тем, что мелкомасштабные флуктуации скорости определяют диссипацию турбулентной энергии и, тем самым, влияют на динамику всего турбулентного течения; определяют величину коэффициента турбулентной вязкости мелких вихрей (через посредство структурной функции поля скорости второго порядка) и, тем самым, влияют на точность подсеточных моделей LES; определяют (через посредство скалярной диссипации) условия химического реагирования в турбулентном пламени.

Фундаментальное значение теории мелкомасштабной структуры турбулентности в плане ее приложений, конечно же, этим не ограничивается, – необходимость в прогнозировании процессов, происходящих в таких структурах, возникает начиная с космогонии галактик (механизм образования галактик не обходится без привлечения теории турбулентности, в то время как распределение галактик в мировом пространстве локально изотропно и подобно сплошной среде расширяющегося газа на масштабах порядка 200 Мп), атмосферной турбулентности (циклоны, торнадо) и т.д., и заканчивается прогнозированием возникновения вихревых очень мелких диссипативных структур вязкой жидкости (когерентные структуры углерод-кремниевых наночастиц в турбулентном потоке двухфазной среды, в потоке плазмы с образованием трубчатых наноструктур и т.п.). Не удивительно поэтому, что построению теории мелкомасштабной турбулентности придается особое значение.

Здесь, однако, возникают пока что неразрешимые проблемы. Суть одной из таких проблем сводится к тому, что универсальные постоянные, входящие в теорию мелкомасштабной локально изотропной и однородной турбулентности Колмогорова, в инерционном интервале масштабов турбулентности таковыми не являются.

Рассмотрим эту проблему более подробно в свете учета влияния не только внешней, но и внутренней перемежаемости, и представим

предварительные результаты решения некоторых задач, относящихся к этой проблеме.

## 2. Текущие задачи моделирования мелкомасштабной структуры турбулентности

Основы статистической теории мелкомасштабной турбулентности были заложены Колмогоровым [3]. Впоследствии (в связи с известным замечанием Ландау) Колмогоров в работе [4] уточнил свою теорию, известную теперь как теория локально изотропной турбулентности К-62. Однако появление новых теоретических и экспериментальных данных указывает на то, что и эта теория нуждается в дальнейшем ее усовершенствовании. В этой связи сформулируем основные задачи и особенности, выявленные к настоящему времени в теории К-62.

Выясняется, что в инерционной области масштабов турбулентности мы имеем следующее: предположение о локальной изотропности мелкомасштабной структуры турбулентных течений в общем не выполняется; гипотеза о логнормальном законе распределения значений частично усредненной диссипации до сих пор не нашла своего убедительного подтверждения; универсальные постоянные, входящие в выражения структурных функций и их спектров, таковыми не являются.

Такой вывод следует из многочисленных исследований (см., например, [5-8], а также [9,10] и др.). Так экспериментальные данные [10] показали, что закон распределения значений диссипации только близок к логнормальному, в то время как в [11] этот закон вообще подвергается сомнению. Иначе говоря, вопрос о правомерности логнормального закона в инерционной области масштабов турбулентности до сих пор остается открытым. Более того, анализ теоретических и экспериментальных исследований, представленный, например, в [12], показал, что для различных типов турбулентного течения имеет место зависимость "универсальных постоянных" от величины коэффициента перемежаемости. Прямым подтверждением этому служат экспериментальные исследования [5]. Например, значения параметра  $\mu$ , полученные в многочисленных экспериментальных исследованиях, находятся в диапазоне разброса  $0.1 < \mu < 0.5$ . Причины такого значительного разброса не могут быть связаны с погрешностями в измерениях и до сих пор относятся к невыясненным.

Таким образом, теория статистического моделирования мелкомасштабной структуры турбулентности К-62 требует своего дальнейшего развития в свете более тщательного учета эффектов перемежаемости гидродинамических полей турбулентного течения. В особенности это относится к учету эффектов внутренней перемежаемости диссипативной жидкости (см. ниже), которая сильно влияет как на вид  $PDF$  "локальной" диссипации, так и на величину "постоянных" Колмогорова. При этом выясняется, что теория должна строиться применительно к течению именно турбулентной жидкости турбулентного течения, поскольку только в этой жидкости происходит каскадное дробление вихрей, положенное в основу теории К-62. Это значит, что первостепенное значение должно придаваться статистическому моделированию именно условных средних гидродинамических характеристик, и только после их определения находить (если, конечно, это необходимо) полные средние диссипации турбулентной энергии.

Другими словами, все указывает на то, что и в данном случае следует использовать принципы моделирования по методу  $ASMTurb$ , в котором, понятно, должны быть учтены специфические особенности мелкомасштабной турбулентности.

В этой связи недавно были получены и представлены в [13] отдельные результаты нового подхода к статистическому моделированию мелкомасштабной структуры турбулентности. Характерной особенностью и принципиальным отличием этого подхода от известных является то, что все положения теории Колмогорова считаются справедливыми только для диссипативной жидкости турбулентного течения, и что все коэффициенты теории считаются случайными, т.е. статистическими. Полученные при этом выражения для основных законов мелкомасштабной турбулентности явно зависят от величины коэффициентов перемежаемости, что является отличительной особенностью данной теории.

При этом было показано, что структура мелкомасштабной турбулентности универсальна только для течения диссипативной жидкости турбулентного течения, в то время как коэффициенты пропорциональности, входящие в уточненные выражения законов теории, соответствуют именно диссипативной жидкости и являются универсальными постоянными вне зависимости от типа турбулентного течения.

Ясно, что представленные в [13] результаты относятся только к первым предварительным результатам развиваемой нами теории. Краеугольным камнем этой теории является предположение, что масштаб диссипативной жидкости пропорционален интегральному масштабу турбулентности. Такое предположение хотя и дало хорошее совпадение поведения "постоянных" Колмогорова с известными опытными данными, однако показало появление неправдоподобно малых размеров мелкомасштабных вихрей (вплоть до  $r/L \sim 10^{-12}$  что соответствовало величине  $r/L_{t1} \sim 10^{-7}$ ). К тому же здесь остался вопрос о правомерности логнормального закона распределения диссипации турбулентной энергии. Более того, для данной теории требуется еще и тестирование спектра энергии флуктуаций, а также корреляционной функции диссипации турбулентной энергии и т.п.

Для решения этих задач совсем недавно нами была разработана новая модель дробления турбулентных вихревых структур. В ее основу была положена известная модель Яглома [14], в которой, однако, учитывались (явно) эффекты перемежаемости поля диссипации турбулентной энергии. Такой учет был сделан по аналогии с известной моделью Новикова – Стюарта [15].

Представим теперь некоторые результаты наших текущих исследований. Здесь мы опустим вывод полученных нами новых формул и обозначений, которые можно найти в работах [1,13].

### 3. Результаты исследований

Разработанная нами новая модель дробления турбулентных вихревых структур дала взаимосвязь интегрального масштаба диссипативной жидкости  $L_{td}$  с интегральным масштабом турбулентности  $L$  в виде

$$\frac{L_{td}}{L} = C_s \gamma_\epsilon^{1/3} \quad (1)$$

где  $\gamma_\epsilon = \gamma \gamma_{te}$ ,  $\gamma$  – коэффициент внешней и  $\gamma_{te}$  – коэффициент внутренней перемежаемости, причем согласно известным данным величина  $C_s \cong 0.1$ . В результате были получены новые выражения для коэффициентов Колмогорова.

К примеру, выражение для  $C_k$  с учетом (1) приобретает вид:

$$C_k = C_{k1} \gamma_\epsilon^{\frac{1}{3} \left(1 - \frac{\langle \mu \rangle_{td}}{9}\right)} \left(\frac{r}{L}\right)^{\frac{\langle \mu \rangle_{td} - \langle \mu \rangle}{9}} \quad (2)$$

где  $C_{k1} = 2.3$  из опытных данных [5]. Что касается выражений для статистических коэффициентов дробления вихрей, то они остаются прежними, т.е. согласно [13]

$$\langle \mu \rangle = \gamma \langle \mu \rangle_t + (1 - \gamma) \langle \mu \rangle_n$$

$$\langle \mu \rangle_t = \gamma_{t\varepsilon} \langle \mu \rangle_{td} + (1 - \gamma_{t\varepsilon}) \langle \mu \rangle_{tnd} \quad (3)$$

где значения  $\langle \mu \rangle_{td} = 0.14$  и  $\langle \mu \rangle_{tnd} = 0.32$  определяются из опытных данных [5].

Тестирование логнормального закона распределения значений диссипации привело к следующим результатам. Как выясняется, известный логнормальный закон Колмогорова является частным случаем с квадратичным полиномом  $q_2$ , который имеет вид

$$q(n) = \left( \frac{1}{3} + 3q_2 \right) n - q_2 n^2, \quad q_2 = \frac{\langle \mu \rangle}{18} \quad (4)$$

и теперь принципиально отличается от [5,12] наличием статистической величины  $\langle \mu \rangle$  вместо постоянной  $\mu$ .

Тестирование корреляционной функции диссипации энергии привело к следующим результатам. Согласно разработанной нами теории, корреляционная функция диссипации энергии  $R_{\varepsilon\varepsilon} = \langle \varepsilon(\mathbf{x})\varepsilon(\mathbf{x} + \mathbf{r}) \rangle$  в инерционном интервале масштабов турбулентности определяется выражением

$$R_{\varepsilon\varepsilon} = C_\varepsilon \langle \varepsilon \rangle^2 \left( \frac{r}{L} \right)^{-\langle \mu \rangle} \quad (5)$$

где

$$C_\varepsilon = C_{\varepsilon 1} \gamma_\varepsilon^{\frac{\langle \mu \rangle_{td} - 1}{3}} \left( \frac{r}{L} \right)^{\langle \mu \rangle - \langle \mu \rangle_{td}} \quad (6)$$

с постоянными значениями  $C_{\varepsilon 1} = 0.9$  и  $\langle \mu \rangle_{td} = 0.14$ , которые определяются из соответствующих опытных данных [5] при условии  $\gamma_\varepsilon = 1$ . Представление данной корреляционной функции в виде безразмерной величины  $R^0 = R_{\varepsilon\varepsilon}(r)/R_{\varepsilon\varepsilon}(0)$  [5] приводит к выражению этой величины в виде

$$R^0 = C_\varepsilon \left( \frac{r}{L} \right)^{-\langle \mu \rangle} \quad (7)$$

где  $R_{\varepsilon\varepsilon}(0) = \langle \varepsilon^2 \rangle \sim \langle \varepsilon \rangle^2 (\eta/L)^{-\langle \mu \rangle}$ .

#### 4. Результаты расчетов

Результаты выполненных нами расчетов представлены на нижеследующих рисунках. На этих рисунках сплошные кривые – наши расчеты, пунктирные линии и значки – расче-

ты и опытные данные [5], полученные для различных типов турбулентного течения.

Расчет коэффициентов  $\langle \mu \rangle$  и  $\langle \mu \rangle_t$  в зависимости от величины коэффициента внешней перемежаемости  $\gamma$ , выполненный по формулам (3), представлен на 0.

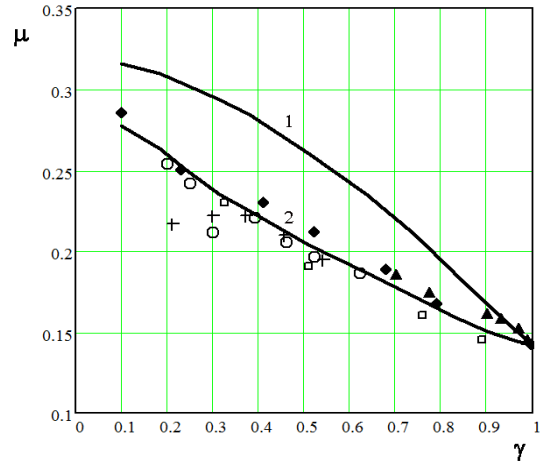


Рис. 1. Распределение значений коэффициентов  $\mu$  в зависимости от величины коэффициента внешней перемежаемости  $\gamma$ . Здесь  $\mu$ : 1 –  $\langle \mu \rangle$ , 2 –  $\langle \mu \rangle_t$ .

Надо заметить, что именно значения  $\langle \mu \rangle_t$  хорошо соответствуют опытным данным.

Результаты расчета коэффициента Колмогорова  $C_k$  в зависимости от величины коэффициента  $\gamma$ , выполненного по формуле (2), представлены на 0

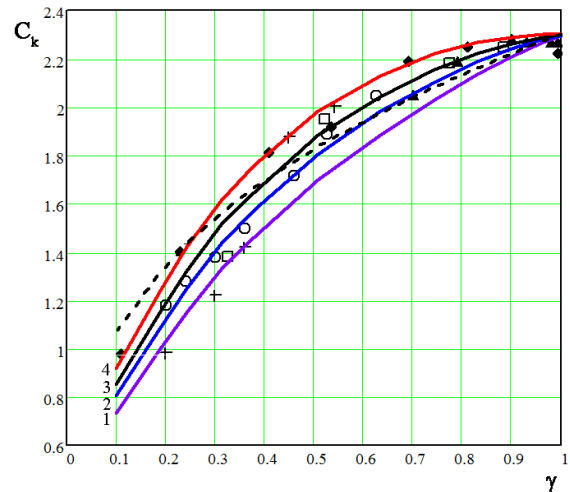


Рис. 2. Распределение значений коэффициента  $C_k$  для различных значений параметра  $r/L$ :  $1 * 10^{-2}$  (1),  $1 * 10^{-4}$  (2),  $5 * 10^{-6}$  (3),  $1 * 10^{-7}$  (4). В скобках указаны различные типы турбулентного течения, рассмотренные в [5,13].

Что касается поведения коэффициента Колмогорова  $C_k$  в зависимости от величины коэффициента перемежаемости, то теперь мы получили более правдоподобные размеры мелкомасштабных структур, т.е.  $r/L \geq 10^{-7}$ .

На 0 представлено тестирование лог-нормального закона (4) в виде

$$Q_n = \left( q(n) - \frac{1}{3}n \right) / n \quad (8)$$

в зависимости от различных значений коэффициента  $\langle \mu \rangle$  (3) (в скобках указаны соответствующие 0 значения коэффициента перемежаемости  $\gamma$ ). Здесь значки – опытные данные [5] и [16], которые получены при одном и том же значении  $\mu = 0.2$ .

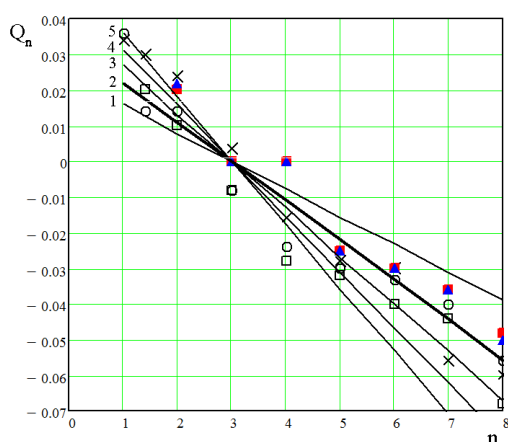


Рис. 3. Тестирование логнормального закона  $Q_n$ . Сплошные линии – расчет при различных значениях коэффициента  $\mu$ : 1 –  $\mu = 0.14$  ( $\gamma = 1$ ); 2 –  $\mu = 0.2$  ( $\gamma = 0.8$ ); 3 –  $\mu = 0.24$  ( $\gamma = 0.6$ ); 4 –  $\mu = 0.28$  ( $\gamma = 0.4$ ); 5 –  $\mu = 0.32$  ( $\gamma = 0.2$ ). Значки – опытные данные: [5] – для осесимметричного (o – AW3) и трехмерного (□ – TW1) следа; для зоны смещения (x – ML2); [16] – при течении в трубе (■ – duct) и струе (▲ – jet).

Как видно, наши расчеты со значением  $\langle \mu \rangle = 0.2$  (сплошная линия 2) хорошо соответствует опытным данным. Итак, согласно нашей теории вместо одной кривой (кривой 2, которая совпадает с представленной в [5] расчетной кривой 2 со значением  $\mu = 0.2$ ), мы получили целую серию кривых ввиду полученных нами выражений (3).

Расчет функции  $R^0$  (7) в зависимости от  $r^0 = r/L$  представлен на 0. Здесь опытные данные [5] получены в заданной точке осесимметричного следа, в которой интегральный масштаб  $L = 0.45$  м, а величина коэффициента перемежаемости  $\gamma = 0.21$ . При этом наше расчетное значение коэффициента  $C_\varepsilon = 4$ , кото-

рое получено при  $\gamma_\varepsilon = 0.33$  и  $\langle \mu \rangle = 0.31$ , т.е. получено при значениях, соответствующих  $\gamma = 0.21$ . Пунктирная линия – расчет [5], выполненный по формуле  $R_{\varepsilon\varepsilon}(r) = r^{-0.22}$ .

Из 0 видно, что результат нашего расчета (линия 1) сильно отличается от опытных данных [5]. Здесь, однако, надо заметить, что эти опытные данные получены в предположении локально изотропной турбулентности, когда измерялась только величина диссипации  $\langle \varepsilon \rangle = \nu \langle (\partial u_1 / \partial x_1)^2 \rangle$ , где  $u_1$  продольная скорость. Такой подход был связан с большими трудностями в измерении градиентов других компонент скорости.

В этой связи интересно посмотреть что дает наша теория в случае принятия гипотезы об изотропной структуре мелкомасштабной турбулентности (хорошая теория должна дать хороший результат). Согласно нашей теории, условие локальной изотропности будет выполняться в случае  $\langle \mu \rangle = \langle \mu \rangle_t = \langle \mu \rangle_{td}$ . Расчеты, проведенные с этим условием, представлены сплошной линией 2 на 0.

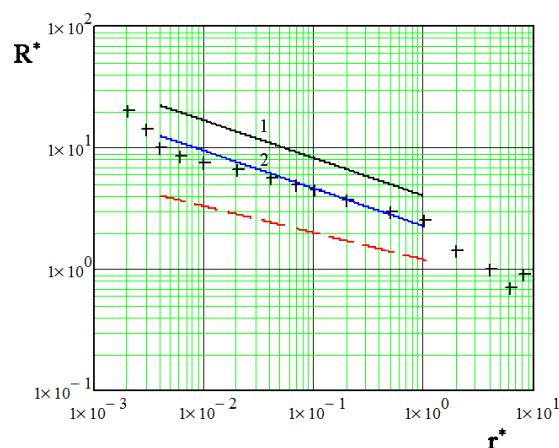


Рис. 4. Корреляционная функция диссипации энергии в заданной точке осесимметричного следа. Сплошные линии наш расчет: 1 – в случае не изотропной и 2 – в случае изотропной турбулентности. Значки и пунктирная линия – опытные данные и расчет [5].

Итак, наша теория после принятия в ней гипотезы об изотропной структуре мелкомасштабной турбулентности (в инерционном интервале масштабов) дает практически полное совпадение (сплошная линия 2) с опытными данными. Это еще раз убеждает нас в правильности нашей теории.

Напомним, однако, что гипотеза об изотропной турбулентности себя не оправдывает и необходимы дальнейшие более детальные экспериментальные исследования, которые бы

учитывали локальную неизотропность мелко-масштабной турбулентности.

### Заключение

Теория статистической гидромеханики, разработанная нами в условиях перемежаемости турбулентной жидкости, позволила сформулировать новый метод автономного статистического моделирования энергосодержащей структуры турбулентных течений, – метод *ASMTurb*. Построенные по этому методу модели *ASMTurb* показали удивительно хорошее соответствие статистических характеристик течения турбулентной и нетурбулентной жидкости с экспериментальными данными. Отсюда возникла предпосылка распространить этот метод на статистическое моделирование статистических характеристик мелкомасштабной структуры турбулентности. Однако в этом случае нам требовался учет перемежаемости не только турбулентной, но и введенной нами в рассмотрение диссипативной жидкости.

Как показали представленные здесь результаты расчетов, учет перемежаемости диссипативной жидкости дает основание считать такой подход весьма эффективным.

Уместно добавить, что в практических приложениях теории мелкомасштабной турбулентности особенно важное значение придается моделированию процесса дробления турбулентных вихрей с экспоненциальным коэффициентом дробления  $\mu$ . Однако "мучительный" поиск некоторого одного универсального его значения не увенчался успехом – поистине огромное число проведенных экспериментов дало различные его значения в диапазоне разброса  $0.1 < \mu < 0$ .

Наша теория объясняет такой разброс. Здесь мы еще раз убеждаемся в справедливости известного изречения, что нет ничего практичнее хорошей теории.

Надо сказать, что теория статистической гидромеханики, разработанная нами в условиях перемежаемости, справедлива только для дозвуковых турбулентных течений. Однако распространить эту теорию на сверхзвуковые турбулентные течения не так то просто – здесь требуется учет еще и возникающих в таких течениях ударных волн, которые способствуют образованию своеобразных вихревых структур. В то же время необходимость в такой теории очевидна.

К примеру, такая теория могла бы решить "глобальную" проблему моделирования за-

рождения галактик, попутно объяснив причину вращения, например, спиральной галактики. Тем не менее, качественную картину зарождения вращающейся спиральной галактики мы уже можем себе представить, основываясь на анализе сделанной с помощью мощного телескопа фотографии, 0.

Теория гидродинамики позволяет считать, что на этой фотографии:

1) Догалактическая среда состоит из двух пылегазовых облаков, которые движутся справа налево с различными сверхзвуковыми скоростями, причем скорость нижнего облака больше скорости верхнего. Между этими облаками возникает поперечный сдвиг, который приводит к образованию сверхзвуковой зоны смешения, содержащей в себе крупные турбулентные вихри;

2) В сверхзвуковой зоне смешения формируется серия отдельных ударных волн сжатия и разрежения (предсказанных Ландау), между которыми, как известно, возникают турбулентные мелкомасштабные вихри;

3) На границе с "пустотой" (слева) образуется сильная ударная волна параболической формы, на которую натекает турбулентный вихрь из зоны смешения. За такой волной, как известно, образуется мощный крупномасштабный турбулентный вихрь, скорость вращения которого очень велика (на его периферии она может достигать 300 км/с). При такой скорости центробежные силы стремятся "растащить" и, в конце концов, разрушить крупномасштабный турбулентный вихрь;

4) Силы гравитации, направленные к центру образовавшегося крупномасштабного турбулентного вихря, уравнивают центробежные силы и окончательно формируют вихревую структуру в виде вращающейся спиральной галактики.



Рис. 5. Зарождение вращающейся спиральной галактики (Internet Foto).

Ясно, что для основательного решения данной проблемы требуется численное моделирование с помощью, например, метода LES-SGS. Для этого прежде всего надо усовершенствовать теорию SGS путем привлечения теории сверхзвуковой мелкомасштабной турбулентности. Однако здесь предстоит решить несколько проблем. Именно, сначала надо усовершенствовать теорию SGS для дозвуковых, а затем распространить ее на случай сверхзвуковых турбулентных течений. Роль нашей теории мелкомасштабной турбулентности при этом вполне очевидна – значительное уточнение основных законов этой теории несомненно приведет и к уточнению теории SGS как для дозвуковой, так и для сверхзвуковой мелкомасштабной турбулентности.

### Литература

1. Нужнов Ю.В. Статистическое моделирование перемежающихся турбулентных течений. – Қазақ университеті, Алматы, 2015. – 300 с.
2. Nuzhnov Y. Statistical Modeling for the Energy-Containing Structure of Turbulent Flows // *Turbulence*, edited by K. Volkov, Kingston University, UK, 2017. – ISBN 978-953-51-5311-5 (в печати)
3. Колмогоров А.Н. Локальная структура турбулентности в несжимаемой вязкой жидкости при очень больших числах Рейнольдса // Докл. АН СССР. – 1941. – Том 30, № 4. – С. 299-303.
4. Колмогоров А.Н. Уточнение представлений о локальной структуре турбулентности в несжимаемой вязкой жидкости при больших числах Рейнольдса // In: *Mecanique de la turbulence: Colloq. Intern. CNRS, Marseille*, 1961 / На рус. и фр. яз. Paris. 1962. P. 447-458.
5. Kuznetsov V.R., Praskovsky A.A., Sabelnikov V.A. Fine-scale turbulence structure of intermittent shear flow // *J. Fluid Mech.* – 1992. – Vol. 243. – P. 595-622.
6. Antonia R., Anselmet F., Chambers A. Assessment of local isotropy using measurements in a turbulent plane jet // *J. Fluid Mech.* 1986. Vol.163. P.365-391.
7. Browne L., Antonia R., Shah D. Turbulent energy dissipation in a wake // *J. Fluid Mech.* 1987. Vol.179. P.307-326.
8. Kuznetsov V.R., Praskovskiy A.A., Sabelnikov V.A. Local structure of a turbulence in free flows with force by an intermittence // *Mech. Fluid and Gas*. 1988. No.6. P. 51-59. (Russ)
9. Yaglom A.M. Regularities of a small-scale turbulence in atmosphere and ocean // *Inf. AN USSR. Physics of atmosphere and ocean*. 1981. T.17. No.12. P.1235-1257.
10. Sreenivasan K.R., Antonia R.A. The Phenomenology of Small-Scale Turbulence. // *Annu. Rev. Fluid Mech.* 1997. 29. P. 435-472.
11. She Z.S., Levegue E. Universal scaling laws in fully developed turbulence// *Physical Review Letters* – 1994. – Vol.72. – P. 336-339.
12. Kuznetsov V.R., Sabelnikov V.A. *Turbulence and Combustion*. Hemisphere, 1990. 320 p.
13. Nuzhnov Yu.V. Some results of statistical modeling of the small-scale turbulence structure revealed with consideration of intermittency // *IMECE*. – California, San Diego 2013. – Volume 7A: Fluids Engineering Systems and Technologies. 7 p.
14. Yaglom A.M., 1966, "On the effect of energy dissipation fluctuations on the form of turbulence characteristics in the inertial range", *Dokl. AN SSSR*, 166, pp. 49-52.
15. Новиков Е.А., Стюарт Р.У. Перемежаемость турбулентности и спектр флуктуаций диссипации энергии // *Изв. АН СССР. Сер. геогр. и геофиз.* – 1964, – № 3. – С. 408-413.
16. Anselmet F., Gagne Y., Hopfinger E.J., Antonia R.A. High-order velocity structure function in turbulent shear flows // *J. Fluid Mech.* 1984. – Vol. 140. – P. 63-89.

## ABOUT SOME CURRENT PROBLEMS AND TASKS OF STATISTICAL HYDROMECHANICS OF TURBULENT FLOWS

**Y.V. Nuzhnov**

Institute of Combustion Problems  
050012, 172 Bogenbai Batyr str., Almaty, Kazakhstan.

### **Abstract**

Reveals some of the current problems and solved some problems of statistical hydromechanics of turbulent flows. At the same time is regarded as a large-scale simulation (energy-containing), and small-scale (dissipative) structure of such flows. The focus is on the problems of statistical modeling related to the effects of external and internal intermittency.

**Keywords:** Hydromechanics, turbulent flow, modeling, intermittency.

---

## ТУРБУЛЕНТТІК АҒЫСТАРДЫҢ СТАТИСТИКАЛЫҚ ГИДРОМЕХАНИКАСЫНЫҢ КЕЙБІР ӨЗЕКТІ МӘСЕЛЕЛЕРІ МЕН МАҚСАТТАРЫ.

**Ю.В. Нужнов**

Жану проблемалары институты, Алматы, Қазақстан  
050012, Алматы қ., Бөгенбай батыр к. 172

### **Аннотация**

Бұл жұмыста турбуленттік ағыстардың статистикалық гидромеханикасының кейбір мәселелері талқыланып, кейбір проблемалары шешілді. Сондай-ақ ауқымды ағыстарды модельдеу (энергетикалық), шағын (диссипативті) құрылымды ағындарды моделдеу нәтижелері қарастырылады. Зерттеудің негізгі бағыты ішкі және сыртқы әсерлердің кезектесуіне байланысты статистикалық модельдеуді жүзеге асыруға бағытталған.

**Түйінді сөздер:** гидромеханикасы, турбулентті течениясы, модельдеу, перемежаемость.