

Диссипативные вихревые структуры мелкомасштабной турбулентности

Нужнов Ю.В.

Каз.НУ им. аль-Фараби, Институт проблем горения, Алматы, Казахстан

e-mail: <nuzhnov@mail.ru>

На основе теории мелкомасштабной структуры турбулентности, учитывающей эффекты «внутренней» перемежаемости, делается оценка размера наименьших вихревых структур турбулентного потока. Показано, что порядок размера таких структур может достигать десяти нанометров. Высказывается предположение, что в случае обтекания твердых микрочастиц мелкомасштабной турбулентной наножидкостью возможно образование трубчатых нанотрубок. В заключение дается качественное обоснование гидродинамического механизма формирования двухстеночных нанотрубок как начального этапа их образования.

Наши первые попытки обосновать механизм начального этапа образования различных наноструктур и, в частности, нанотрубок с точки зрения гидромеханических эффектов микротурбулентности были предприняты в работах [1, 2, 3, 4]. Теперь мы попытаемся обосновать механизм начального этапа образования двухстеночных трубчатых наноструктур на основе развития теории мелкомасштабной турбулентности. Надо сказать, что предпринятое нами развитие указанной теории с учетом эффектов внешней перемежаемости привело к значительному уточнению зависимости "универсальных параметров" от величины коэффициента внешней перемежаемости γ , представленных в работе [5]¹. В особенности это касалось параметра Колмогорова для дисперсии поля диссипации - зависимость этого параметра от величины γ практически полностью совпадала с опытными данными [5]. При этом характерный размер наименьших вихрей лежал в интервале $r/L=10^{-1} \div 10^{-4}$, в то время как диссипация энергии приходилась на интервал $r/L=3 \cdot 10^{-1} \div 3 \cdot 10^{-2}$, что также соответствует опытными данным [5]. Интегральный масштаб турбулентности для различных типов турбулентных течений, исследованных в [5], находился в интервале $L \cong 0,1 \div 1 м$.

1. Зададимся теперь вопросом - какой наименьший характерный размер мелкомасштабных вихрей может реализоваться в турбулентном потоке жидкости (газа)? Для ответа на поставленный вопрос мы должны учесть эффекты внутренней перемежаемости в теории мелкомасштабной турбулентности. Действительно, согласно теории Колмогорова дробление турбулентных вихрей происходит до тех наименьших размеров, на которых вихри становятся устойчивыми. Именно такие устойчивые образования в виде, например, вихревых лент или нитей (так называемых филаментов) хорошо известны.

Отличительной особенностью теории мелкомасштабной турбулентности, разработанной с учетом эффектов перемежаемости, является то, что все параметры носят статистический характер, а свойство локальной изотропии выполняется только в областях с турбулентной жидкостью, в которых коэффициент внешней перемежаемости $\gamma \rightarrow 1$. При этом, для частично усредненной (по малому объему, например, сфере с радиусом ρ) величины диссипации $\varepsilon_\rho \cong \varepsilon$ в случае учета внутренней перемежаемости имели место следующие статистические соотношения:

¹ Необходимость в дальнейшем развитии теории мелкомасштабной турбулентности обусловлена тем, что предположение о локальной изотропии турбулентных течений в области инерционного интервала в общем не выполняется, а "универсальные" постоянные, входящие в выражения структурных функций этого интервала в теории мелкомасштабной локально однородной турбулентности Колмогорова, таковыми не являются. Убедительные опытные данные по этому поводу представлены в работе [5].

$$\langle \varepsilon_p^n \rangle_{t\varepsilon 1} = C'_{t\varepsilon 1} \langle \varepsilon \rangle_{t\varepsilon 1}^n \left(\frac{r}{L_{t\varepsilon 1}} \right)^{-\langle \mu \rangle_t n(n-1)/2}$$

$$\langle \mu \rangle = \gamma \langle \mu \rangle_t + (1 - \gamma) \langle \mu \rangle_{nt}, \quad \langle \mu \rangle_t = \gamma_{t\varepsilon} \langle \mu \rangle_{t\varepsilon 1} + (1 - \gamma_{t\varepsilon}) \langle \mu \rangle_{t\varepsilon 0}$$

Здесь μ - коэффициента дробления вихрей, γ и $\gamma_{t\varepsilon}$ - коэффициенты внешней и внутренней (в области турбулентной среды Ω_t) перемежаемости. Операция статистического усреднения $\langle \rangle$ с индексами соответствует условному усреднению по определенной среде течения. Полученная статистическая зависимость коэффициента дробления вихрей от величины коэффициента внешней перемежаемости хорошо согласуется с опытными данными [5], рис.1.

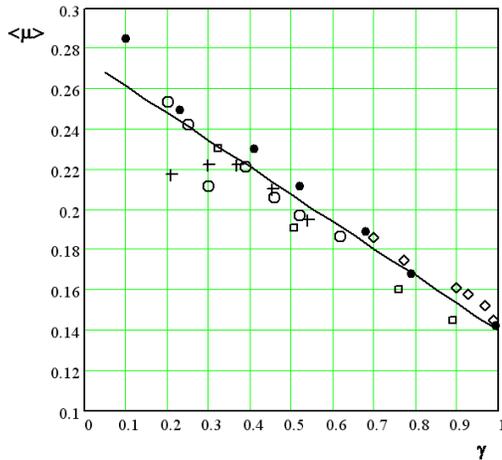


Рис.1. Коэффициент дробления вихрей. Сплошная кривая-расчет, значки - опытные данные [5] для различных типов турбулентных течений

Видно, что коэффициент дробления вихрей существенно зависит от того, в какой стадии находится процесс дробления. Так при $\gamma \rightarrow 1$ можно считать, что этот процесс полностью завершился и $\langle \mu \rangle \rightarrow \langle \mu \rangle_t = \langle \mu \rangle_{t\varepsilon 1} = Const$. Отметим также, что по этим данным экстраполяция дает значение $\langle \mu \rangle_n \cong 0.275$, однако это значение может быть и больше из-за нелинейной зависимости в областях где $\gamma \rightarrow 0$.

Для определения коэффициентов внешней и внутренней перемежаемости использовались известные опытные данные Таунсенда [6] для диссипации турбулентной энергии (см.[7]). На основе этих данных получено распределение значений искомым коэффициентов, рис.2, 3.

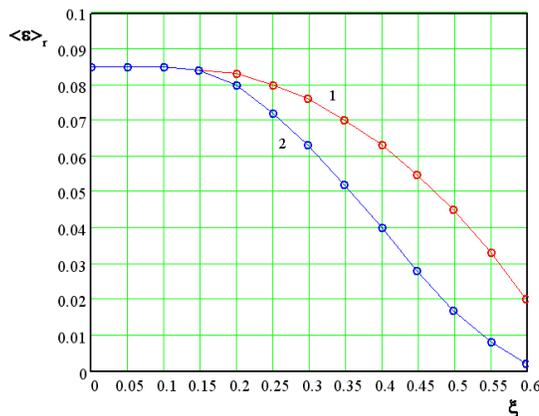


Рис.2. Скорость диссипации турбулентной энергии: 1- $\langle \varepsilon \rangle_t$, 2- $\langle \varepsilon \rangle$

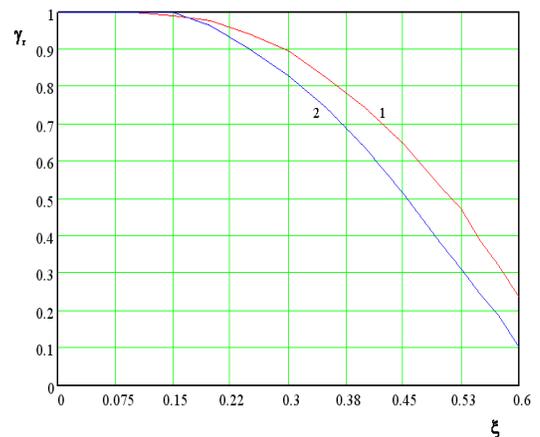


Рис.3. Коэффициенты внутренней и внешней перемежаемости: 1- $\langle \gamma \rangle_{t\varepsilon}$, 2- $\langle \gamma \rangle_t$. Здесь $\langle \gamma \rangle_t \equiv \langle \gamma \rangle$

Уточненное выражение для двухточечной корреляции безусловно усредненных значений диссипации имело следующий вид:

$$R_{\varepsilon\varepsilon} = \langle \varepsilon(x)\varepsilon(x+r) \rangle = C_\varepsilon \langle \varepsilon \rangle^2 \left(\frac{r}{L_\varepsilon} \right)^{-\langle \mu \rangle}, \quad \eta \leq r \ll L_\varepsilon$$

Отсюда после сопоставления с результатами теории, учитывающей эффекты внутренней перемежаемости, определялся коэффициент C_ε :

$$C_\varepsilon = C'_{kt\varepsilon} (\gamma \gamma_{t\varepsilon})^{\langle \mu \rangle - 1} \left(\frac{\eta}{L_\varepsilon} \right)^{-(1-\gamma)(\langle \mu \rangle_t - \langle \mu \rangle_n)}$$

Привлекая опытные данные [5] и подбирая параметр $\alpha = \eta/L_\varepsilon$ соответствующим образом, далее определялись пределы изменения этого параметра. Аналогично определялся и коэффициент Колмогорова $C_k \equiv C_{k2}$, входящий в закон "двух третей":

$$C_{k2} = C_{kt\varepsilon} (\gamma \gamma_{t\varepsilon})^{\frac{3-\langle \mu \rangle_t}{9}} \left(\frac{r}{L} \right)^{(1-\gamma)(\langle \mu \rangle_t - \langle \mu \rangle_n)/9}$$

Проведенные при этом расчеты вместе с опытными данными представлены на рис.4 и 5.

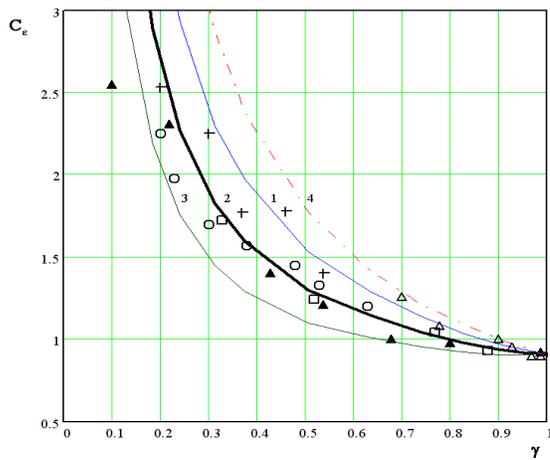


Рис.4. Зависимость коэффициента C_ε от величины коэффициента внешней перемежаемости γ при различных значениях параметра $\alpha = \eta / L_\varepsilon$: 1- $\alpha = 5 * 10^{-2}$, 2- $\alpha = 10^{-2}$, 3- $\alpha = 2 * 10^{-3}$, 4- расчет [5].

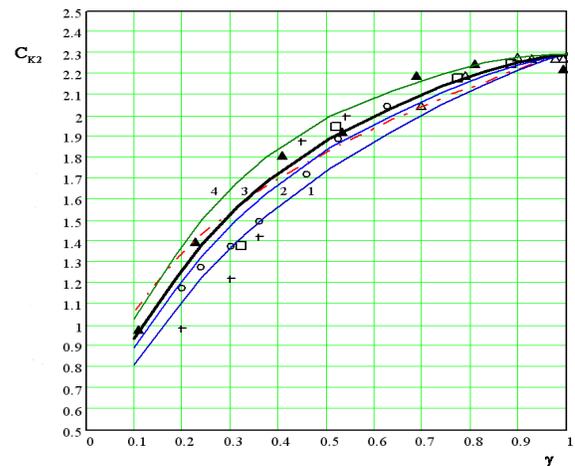


Рис.5. Зависимость коэффициента Колмогорова C_k от величины коэффициента внешней перемежаемости γ при различных значениях параметра $\beta = r / L$: 1- $\beta = 10^{-3}$, 2- $\beta = 10^{-5}$, 3- $\beta = 10^{-6}$, 4- $\beta = 10^{-8}$, пунктир- расчет [5].

В расчетах использовались значения: $C_{t\varepsilon 1} = 0.9$, $C_{kt\varepsilon} = 2.3$, $\langle \mu \rangle_t = 0.14$, $\langle \mu \rangle_n = 0.35$.

Здесь $\gamma \equiv \gamma_t$ и γ_{ie} - коэффициенты «внешней» и «внутренней» перемежаемости, $\langle \mu \rangle_t$ и $\langle \mu \rangle_n$ - коэффициенты дробления вихрей в турбулентной и нетурбулентной среде, L и L_ε - интегральные масштабы энергосодержащей и диссипативной структур турбулентности. Значение $\langle \mu \rangle_n = 0.35$ выбиралось из соображения совпадения теоретических и экспериментальных масштабов инерционного интервала. Хорошее соответствие теории с опытными данными на рис.4 и 5 говорит о том, что учет эффектов внутренней перемежаемости выполнен достаточно корректно.

Полученные результаты расчетов на рис.4 согласуются с последними опытными данными [8], для которых $\eta/L_\varepsilon \cong 10^{-4}$. Что касается расчетов на рис.5, то согласно [8], величина $L_\varepsilon/L \cong 10^{-4}$, т.е. в данном случае $\eta/L \cong r/L \cong 10^{-8}$, что как раз соответствует рис.5. Теперь заметим, что опытные данные [5] выполнены для различных типов турбулентных течений с различными интегральными масштабами турбулентности L порядка 0,1÷1м. Отсюда следует, что наименьший размер диссипативных структур может быть порядка $\eta \cong 10^{-8}$ м.

Другими словами, вычисленный нами характерный размер диссипативных вихрей $\eta = 10^{-6} \div 10^{-8}$ м и может соответствовать диаметру нанотрубки. Отметим также, что согласно [9] уравнения гидродинамики остаются справедливыми, если радиус корреляционной сферы достигает размера $\cong 10^{-9}$ м, а наименьший характерный масштаб течения $L \cong 10^{-8}$ м. Именно такие условия мы имеем и в нашем случае.

2. Зададимся теперь вторым вопросом - возможен ли гидродинамический этап формирования наноструктур как "начальный" механизм образования двухстеночных нанотрубок в турбулентном потоке углеродного газа (пара), если исходить из структуры мелкомасштабной турбулентности в области диссипативных вихрей? Пусть турбулентный поток содержит углеродный газ вместе с отдельными достаточно крупными (в смысле обтекания потоком) твердыми частицами металла. Тогда за счет обтекания этих частиц образуются следы, которые при определенных условиях (локальных числах Рейнольдса $Re_r \cong 1$) могут представлять собой систему следующих друг за другом мелкомасштабных вихрей тороидального вида. Поскольку соседние вихри обладают известным свойством спаривания, то в результате мы получаем механизм образования нанотрубок с двойной (или даже многослойной) стенкой. Здесь же заметим, что мы имеем дело со структурами типа диссипативных. Фазовый объем таких систем, как известно, сжимается. Это значит, что возможен режим образования устойчивых когерентных структур типа "аттрактора", образование которого идет с эффектом сжатия газовой среды. При этом нельзя исключать и его последующее преобразование в "странный аттрактор" типа аттрактора Лоренца. Другими словами, даже структуры с размером, например, $\eta = 10^{-6}$ могут в дальнейшем вытягиваться вдоль направления основного течения и сжиматься до реальных диаметров нанотрубок.

Аналогичный эффект может реализоваться на углеродной подложке микроскопа с вкрапленными металлическими частицами. Возможной иллюстрацией такой картины является рис.6. Действительно, под воздействием пучка электронов (ПЭМ, JEM 100-CX, 100кВ) отдельная "капля" металла сильно прогревается, отдает свое тепло окружающему углероду, что приводит к процессу испарения в окрестности границы металл-углерод. Конвективный поток паров углерода и металла (в области очень тонкого погранслоя) устремляется вверх за счет естественной конвекции и разности давлений (из-за организации вакуума в верхней части микроскопа). Неоднородность прогрева подложки приводит к возникновению сдвига скорости конвективного потока и образованию мелкомасштабных вихрей (картина напоминает выше рассмотренное обтекание твердой частицы). Как следствие, такой сдвиг может привести к возникновению выше описанных диссипативных вихрей тороидального типа, следующих друг за другом. Возможность спаривания этих вихрей приводит к образованию двухстеночной нанотрубки, рост которой прекращается на некотором удалении от подложки в результате смыкания потенциального ядра течения

(рис.6б). Далее металлическая фаза («тяжелая голова») падает на поверхность подложки и процесс возобновляется. Именно такое «скачкообразное» движение частиц катализатора по подложке аморфного материала наблюдается в колонне электронного микроскопа.

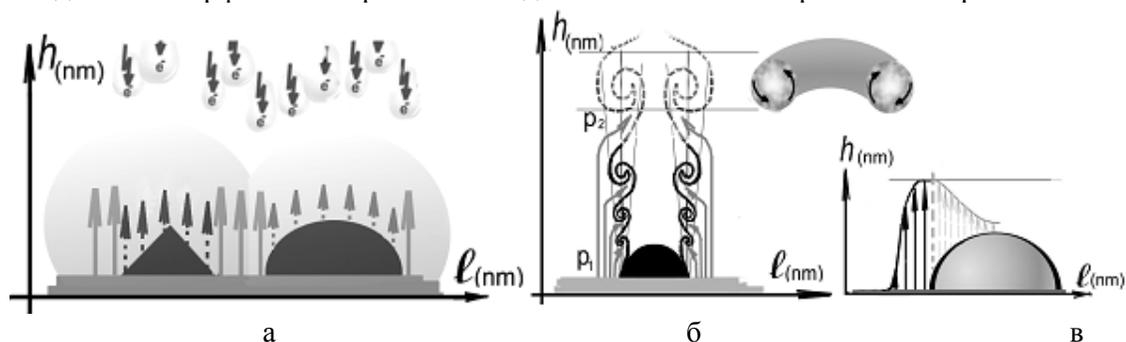


Рис. 6. Образование вихревых систем. а - наноразмерная реакционная зона (более светлые стрелки – частицы испаряющейся подложки; тёмные стрелки - радикалы исследуемого вещества; ломаные стрелки – поток электронов); б - мгновенная картина течения - образование тороидальных структур (пары подложки втягиваются вихрями – серые стрелки); в - равновесная картина течения: пары подложки и капли.

В качестве наглядного подтверждения предложенного механизма приводятся фотографии на рис.7а и 7б. Интересно заметить и аналогию с известной системой Лоренца, которая строится на обыкновенных дифференциальных уравнениях гидродинамики с процессом термоконвекции в подогреваемом снизу слое жидкости. Такая система, как известно, обладает странным аттрактором, а в данном случае напоминает поперечный разрез нанотрубки, рис.7в.

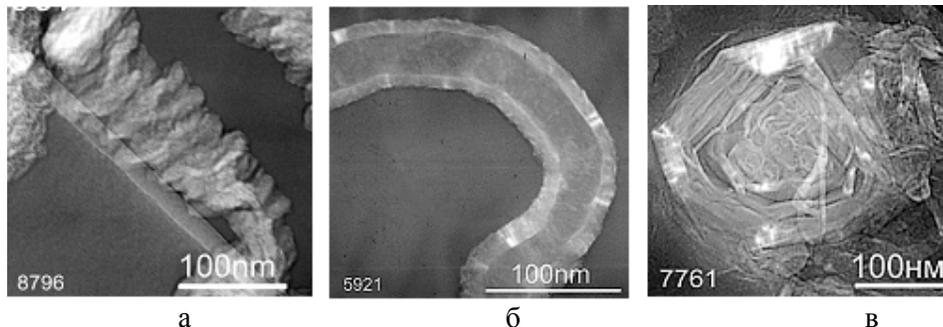


Рис.7. Электронно-микроскопические снимки. а - морфоструктура, состоящая из тороидальных пакетов, закреплённая на краю загнутой пленки-подложки, б - двухстеночная нанотрубка, в - вихревые структуры, образованные углеродными лентами.

Таким образом, наличие мелкомасштабных диссипативных структур может привести к образованию многостеночных нанотрубок. Ясно, что создание математической теории этого процесса требует дальнейшего развития как теории Колмогорова (с учётом процессов «внутренней» перемежаемости не только динамических, но и скалярных полей мелкомасштабной структуры турбулентного течения), так и теории странных аттракторов с выходом (после их обобщения) на образование многостеночных нанотрубок. При этом, конечно же, нельзя исключать и влияние электромагнитных эффектов вместе с химическими процессами, роль которых на следующем этапе формирования нанотрубок может оказаться доминирующей.

В заключение приведем известные фотографии переходной структуры дымового кольца (рис.8) и "термиков" (рис.9), всплывающих с нагретой поверхности, которые наглядно демонстрируют возможность предложенного нами механизма.

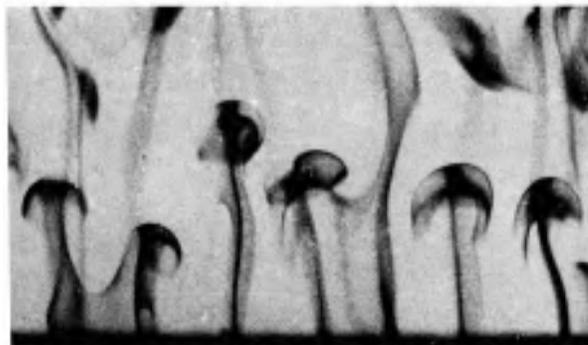
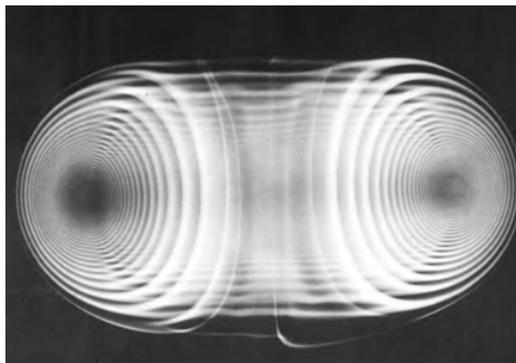


Рис.8. Структура дымового кольца в виде туго свернутой тороидальной спирали, которая далее преобразуется в ламинарный тороидальный вихрь.

Рис.9. Термики, всплывающие с нагретой поверхности.

Список литературы

- 1 Мансуров З.А., Шабанова Т.А., Нужнов Ю.В., Мофа Н.Н. Модели образования некоторых углеродных структур // Vth International Symposium, Physics&Chemistry of Carbon Materials/NanoEngineering.-Almaty, Kazakhstan. 2008. P.69-72.
- 2 Mansurov Z.A., Shabanova T.A., Nuzhnov J.V., Bijsenbaev M.A., Mofa N.N. The Model of Self-Organization of Carbon Nanoparticles: Structural Inhomogeneity, Periodicity, Non-Linearity of the Process // The annual world conference on carbon/ Cfrbon. 2009. June 14-19. Biarritz, France. ID692 P4-160. P.374.
- 3 Nuzhnov J.V., Shabanova T.A., Mansurov Z.A. Гидродинамическая модель образования трубчатых наноструктур // Vth International Symposium «Combustion & Plasmochemistry».- September 16-18. 2009. Almaty, the Republic of Kazakhstan. P.77-81.
- 4 Nuzhnov J.V., Shabanova T.A., Mofa N.N., Mansurov Z.A. Visualisation of nanosize heterogeneities of media and a hydrodynamic model of formation of tubular nanostructures // 10th International Conference on Fluid Control, Measurements, and Visualization, FLUCOME 2009, August 14 -21, Moscow, CD.
- 5 Kuznetsov V.R., Praskovsky A.A. & Sabelnikov V.A. Fine-scale turbulence structure of intermittent shear flows // J. Fluid Mech. 1992. Vol. 243.P.595-622.
- 6 Townsend A. The structure of turbulent shear flow. Cambridge University Press.1956.
- 7 Kuznetsov V.R. & Sabel'nikov V.A. Turbulence and Combustion. London: Hemisphere Publ. Corp. 1990.362p.
- 8 Jimenez J., Moisy F., Tabeling P., Willaime H. Scaling and Structure in Isotropic Turbulence. In J.C.Vassilicos. Intermittency in turbulent flows. University Cambridge. 2001. pp.193-212.
- 9 Мартынов Г.А. Термодинамика и гидродинамика (статистическое обоснование). Уравнения гидродинамики// Теоретическая и математическая физика. 2003. Т.134, №3. С.487-500.