

УДК 532.5.03, 533.5

ИССЛЕДОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОСТИ НА МОЛЕКУЛЯРНОМ УРОВНЕ

С. А. Новопашин

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия

E-mail: sanov@itp.nsc.ru

Исследовано влияние молекулярной структуры потоков газа на характеристики турбулентных течений, а также влияние свойств молекул на турбулентные процессы. Приведен обзор результатов изучения турбулентных процессов. Представлены данные о течениях на границе сверхзвуковой струи и в трубе с расширяющимся входным участком, а также о течении Хагена — Пуазейля. На примере течения Хагена — Пуазейля экспериментально показано, что молекулярные свойства среды оказывают влияние на критическое число Рейнольдса. Показано, что при сравнении критических чисел Рейнольдса для течений различных газов при различных значениях давления общим определяющим параметром является второй вириальный коэффициент.

Ключевые слова: турбулентность, ламинарно-турбулентный переход, течение Хагена — Пуазейля, второй вириальный коэффициент.

DOI: 10.15372/PMTF20180502

Введение. Существует два основных режима течения жидкостей: ламинарный и турбулентный. Различие этих режимов состоит в том, что при стационарных внешних условиях параметры жидкости в ламинарном режиме течения не меняются во времени, а в турбулентном — испытывают хаотические флуктуации. Ламинарный режим течения может быть описан в рамках модели сплошной среды. Уравнения движения жидкости и газа (система уравнений Навье — Стокса) могут быть выведены из уравнений Ньютона с использованием предположений о структуре связи тензора напряжений и тензора деформаций. Обоснованием применения уравнений сплошной среды является вывод уравнений движения из уравнения Больцмана. Макроскопические характеристики течений газа, такие как температура, давление и т. д., представляют собой осредненные величины, вычисленные по функции распределения молекул по скоростям. Заметим, что уравнение Больцмана получено для одночастичной функции распределения в предположении “молекулярного хаоса”, поскольку детерминистическое описание движения всех молекул в потоке невозможно. Даже в отсутствие внешнего “шума” (система всегда является открытой вследствие взаимодействия с границами) законы квантовой механики исключают возможность такого описания. Во-первых, соотношение неопределенности не позволяет точно определить координату и импульс даже одиночной частицы. Во-вторых, рассеяние молекул при столкновениях происходит в соответствии с вероятностными законами, связанными с волновыми функциями в уравнении Шредингера. В-третьих, атомы и молекулы среды излучают, поглощают и рассеивают фотоны согласно законам теплового излучения, при этом возникает отдача в соответствии с вероятностными законами квантовой физики.

При анализе характера течения обычно используется система уравнений Навье — Стокса, в которую входит закон сохранения импульса

$$\rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + (v \nabla) v \right) = -\nabla P + \eta \Delta v + \left(\zeta + \frac{\eta}{3} \right) \nabla (\nabla v). \quad (1)$$

Помимо макроскопических параметров (плотности, скорости и давления) в уравнения Навье — Стокса входят молекулярные свойства среды в виде коэффициентов вязкости η и ζ , связанных с релаксацией поступательных и внутримолекулярных степеней свободы молекул. При исследовании течения несжимаемой жидкости последний член в уравнении (1) может быть отброшен, что упрощает анализ течения и позволяет ввести единственный безразмерный параметр — число Рейнольдса $Re = \rho L v / \eta$ (ρ , L , v — плотность, характерные масштаб и скорость течения). В случае сжимаемого течения последний член в (1) должен быть сохранен, что обуславливает необходимость учета числа Маха $M = v/C$ (C — скорость звука) и изучения влияния коэффициента объемной вязкости ζ на характер течения. Заметим, что для инертных газов вязкость ζ строго равна нулю.

Следует отметить две особенности уравнений Навье — Стокса: 1) предполагается наличие в них линейной зависимости между тензором скоростей деформаций и тензором напряжений при малых числах Рейнольдса; 2) вязкость ζ не может быть включена в уравнения в виде постоянного коэффициента, так как она определяется релаксацией внутренних степеней свободы молекул.

Практически для всех типов течений увеличение Re приводит к потере устойчивости стационарного решения даже при бесконечно малых возмущениях. По-видимому, единственным исключением является течение в круглой длинной трубе (течение Хагена — Пуазейля).

В случае изотропной однородной турбулентности при числах Рейнольдса, стремящихся к бесконечности, могут быть найдены предельные законы для интенсивности флуктуаций турбулентной энергии и ее диссипации при различных пространственных частотах [1–4]. При этом предполагается, что минимальный масштаб флуктуаций, на котором происходит диссипация турбулентных флуктуаций, определяется условием $Re = 1$. Для течений газов число Рейнольдса пропорционально отношению чисел Маха M и Кнудсена Kn :

$$Re \approx \frac{M}{Kn} = \frac{L v}{\lambda u}. \quad (2)$$

Здесь λ , u — длина свободного пробега молекул и тепловая скорость соответственно. В предположении, что для минимальных турбулентных масштабов число Рейнольдса порядка единицы, из формулы (2) следует, что увеличение числа Маха может привести к увеличению числа Кнудсена, т. е. к проявлению разреженности на минимальных турбулентных масштабах.

Таким образом, в случае течения газов, а также течений с большим числом Маха молекулярные свойства среды могут оказывать влияние на турбулентные процессы на минимальных турбулентных масштабах в условиях, когда необходимо учитывать сжимаемость среды и релаксацию внутренних степеней свободы молекул.

Теоретический анализ турбулентных процессов с учетом молекулярной структуры потока, основанный на решении уравнения Больцмана, проводился в работах [5–11]. Влияние внутренних степеней свободы молекул на турбулентные процессы изучено в [12]. Следует отметить также работу [13], в которой для описания динамики жидкостей применены методы неравновесной статистической термодинамики.

В данной работе выполнен обзор работ, посвященных исследованию влияния молекулярной структуры течений газа на турбулентные процессы. Работы разделены на две группы: 1) исследование перехода к турбулентному течению на границе сверхзвуковой

струи; 2) исследование ламинарно-турбулентного перехода в течении Хагена — Пуазейля, а также в течении в длинной круглой трубе с расширяющимся входным участком.

1. Течение на границе сверхзвуковой недорасширенной струи. Характер течения на начальном участке сверхзвуковой недорасширенной струи исследован в работе [14]. Течение визуализировалось с помощью искрового источника света. Современная импульсная лазерная диагностика позволяет регистрировать широкий пространственный спектр турбулентных флуктуаций [15]. На рис. 1 представлены теньевые фотографии сверхзвуковой недорасширенной турбулентной струи при различных временном и пространственном разрешениях.

Использование импульсного локального метода, основанного на явлении рэлеевского рассеяния света [16], позволило определить область развитого турбулентного течения при различных числах Рейнольдса [15, 17, 18]. Результаты исследования масштабных характеристик турбулентного течения на границе сверхзвуковой струи показали, что турбулентное смешение в данном течении реализуется с образованием квазичастиц [19]. При этом минимальный зарегистрированный размер таких квазичастиц приблизительно равен 50 длинам свободного пробега молекул. Исследование распределения средних и пульсационных характеристик течения в широком диапазоне значений числа Рейнольдса Re_L , введенного в работе [14], показало, что при переходе к турбулентному режиму течения происходит нарушение осевой симметрии течения [20]. Этот эффект имеет место также в развитом турбулентном течении (продольные полосы на начальном участке струи на рис. 1, б). Влияние молекулярных свойств среды на течение при переходе к режиму турбулентности на границе сверхзвуковых струй аргона и азота исследовалось в работе [21].

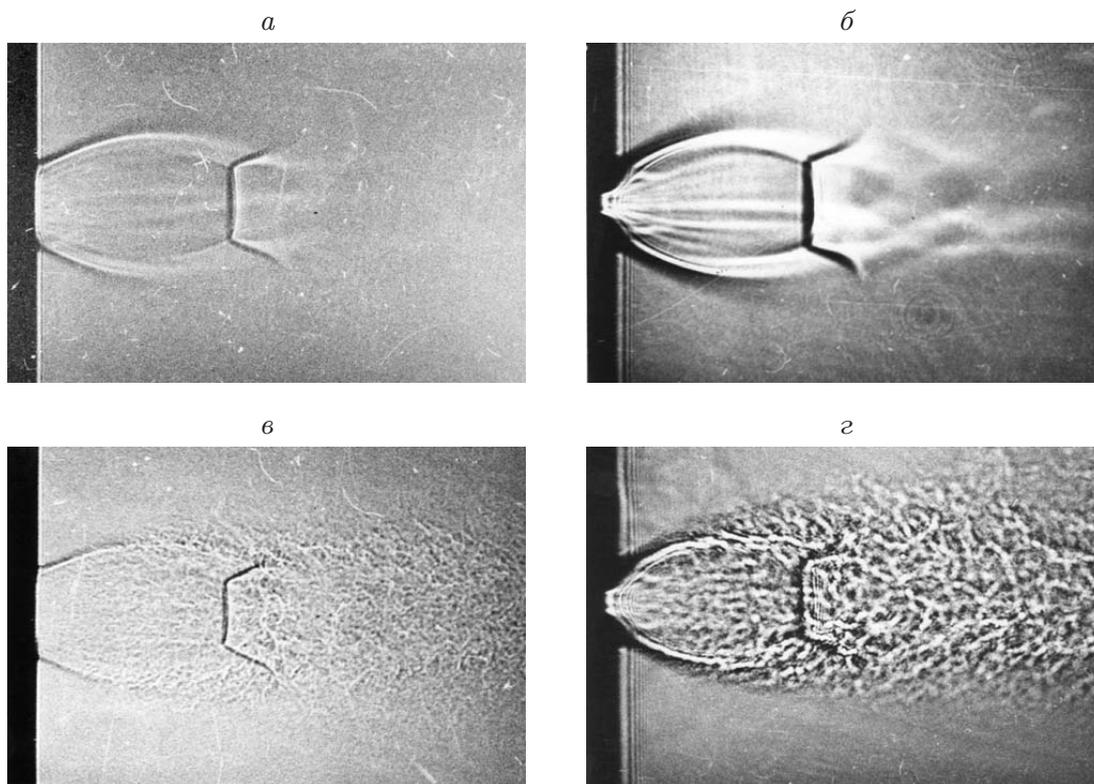


Рис. 1. Результаты визуализации сверхзвуковой турбулентной струи: а, б — временное разрешение 10^{-2} с, в, г — временное разрешение 10^{-8} с; а, в — пространственное разрешение 80 мкм, б, г — пространственное разрешение — 200 мкм

Эксперименты проведены при одних и тех же числах Рейнольдса Re_L . Обнаружено различие критических чисел Рейнольдса. Однако, как отмечено в [21], сравнение данных не является корректным, поскольку диаметры струй на начальных участках течений аргона и азота существенно различаются. Это обусловлено различием показателей адиабаты вследствие наличия в молекуле азота внутренних степеней свободы. Одной из возможных причин нарушения осевой симметрии является возникновение продольных вихрей вследствие неустойчивости Гертлера [22]. Таким образом, различие кривизны трубок тока на границе сверхзвуковой струи могло являться причиной наблюдаемого различия критических чисел Рейнольдса.

Поскольку течения газов, обладающих различной молекулярной структурой, при числах Маха порядка единицы (существенно сжимаемые течения) не обладают геометрическим подобием, исследовались течения с малыми числами Маха. Для экспериментов выбрано течение Хагена — Пуазейля.

2. Течение Хагена — Пуазейля. Исследования течения в длинной круглой трубе начаты в работе О. Рейнольдса [23] и продолжаются до настоящего времени [24–31]. Это течение отличается от других течений тем, что оно устойчиво к бесконечно малым возмущениям [1]. Переход к турбулентности вызван наличием внешних возмущений конечной величины и шероховатостью стенок на входе в трубу. Развитие возмущений зависит от числа Рейнольдса и амплитуды возмущений [30]. При уменьшении величины внешних возмущений критическое число Рейнольдса определяется свойствами конкретной трубы [30]. Таким образом, течения данного типа могут быть использованы для исследования влияния различных факторов на критическое число Рейнольдса. Другим преимуществом использования течения Хагена — Пуазейля при исследовании критического числа Рейнольдса является резкое увеличение коэффициента сопротивления при переходе к режиму перемежаемости. На рис. 2 представлена характерная зависимость коэффициента сопротивления C_f от числа Рейнольдса. Превышение экспериментальных значений над теоретическим обусловлено влиянием начального участка течения, на котором еще не сформировался параболический профиль скорости.

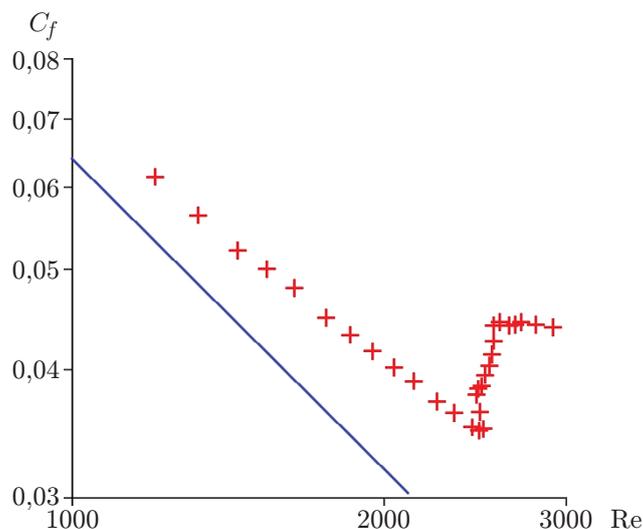


Рис. 2. Зависимость коэффициента сопротивления от числа Рейнольдса для струи Ar при $P = 0,97 \cdot 10^5$ Па:

точки — экспериментальные данные, линия — аналитическая зависимость $C_f = 64/Re$

В Институте теплофизики (ИТ) СО РАН проведен цикл работ по исследованию ламинарно-турбулентного перехода с использованием стеклянного капилляра диаметром 1,2 мм и длиной 300 мм (зависимость, показанная на рис. 1, получена для течения аргона в такой трубе, критическое число Рейнольдса $Re_{cr} \approx 2500$). Влияние внутренних степеней свободы на критическое число Рейнольдса обнаружено при сопоставлении течений газов с близкими свойствами (N_2 и CO) [32, 33] и подтверждено в работе [34]. Следует отметить, что результаты работ [32, 33] получены на пределе точности измерений. Различие критических чисел Рейнольдса для течений инертных газов обнаружено в работе [35]. Ряд полученных результатов обобщен в работах [36, 37], в которых представлены экспериментальные данные о течениях большого числа газов и некоторых жидкостей. В [37] проведен анализ возможных причин различия критических чисел Рейнольдса для течений различных газов. Следует отметить работу [38], в которой приведены экспериментальные данные, не согласующиеся с результатами работ [36, 37], и критическое число Рейнольдса является универсальным. Не проводя полный анализ работы [38], отметим недостатки постановки экспериментов и интерпретации результатов. Во-первых, в [38] полагалось, что постоянное движение поршня может обеспечить постоянную скорость в трубе. При этом не учитывается тепловой эффект, различающийся для газов с различными показателями адиабаты. (В принципе можно создать только давление в камере истечения, а расход определяется параметрами системы.) Во-вторых, датчики давления были установлены непосредственно в трубе, что могло оказать влияние на ламинарно-турбулентный переход. В-третьих, измерения проводились в нестационарных условиях. В работе [39] экспериментальные данные также интерпретированы неверно. Обнаруженный в [39] эффект турбулентной памяти при нестационарном процессе ламинарно-турбулентного перехода был обусловлен влиянием тепловых эффектов при изменении давления. В дальнейших экспериментах температура в камере истечения поддерживалась постоянной. В работах [32, 33, 35–37, 39] описаны эксперименты, выполненные при одном и том же значении давления, истечение происходило в воздух, а не в ту же среду. Указанные недостатки были учтены в последующих экспериментах, проведенных в крупномасштабной вакуумной установке “ВИКА” (ИТ СО РАН) в широком диапазоне давлений на выходе из трубы ($10^2 \div 10^5$ Па) для течений газов Ar и SF_6 . Установлено, что при варьировании давления критическое число Рейнольдса изменяется для обоих газов (рис. 3).

В работе [36] было предложено использовать для обобщения экспериментальных данных второй вириальный коэффициент. На рис. 4 приведены экспериментальные данные [40] в зависимости от безразмерного параметра $-B/V$ (B — второй вириальный коэффициент; V — объем, приходящийся на одну молекулу) [41].

В работах [42, 43] проведены исследования ламинарно-турбулентного перехода в длинной трубе с расширяющимся входным участком. Результаты экспериментов показывают, что при увеличении числа Рейнольдса и при его уменьшении в данном течении существует гистерезис ламинарно-турбулентного перехода, обусловленный большей устойчивостью турбулентного течения в трубе с расширяющимся входным участком [42]. Исследование влияния молекулярных свойств газа и давления на течение этого типа проведено в работе [43]. На рис. 5 представлены кривые гистерезиса для течений различных газов. Видно, что меньшие числа Рейнольдса реализуются для течения газа SF_6 . Это подтверждает гипотезу о влиянии второго вириального коэффициента на ламинарно-турбулентный переход (для газа SF_6 этот коэффициент имеет максимальное значение).

Заключение. Основным результатом работы является обобщение экспериментальных данных о ламинарно-турбулентном переходе в течении Хагена — Пуазейля. Полученные результаты свидетельствуют о том, что молекулярные свойства среды могут оказывать влияние на ламинарно-турбулентный переход. В качестве обобщающего параметра

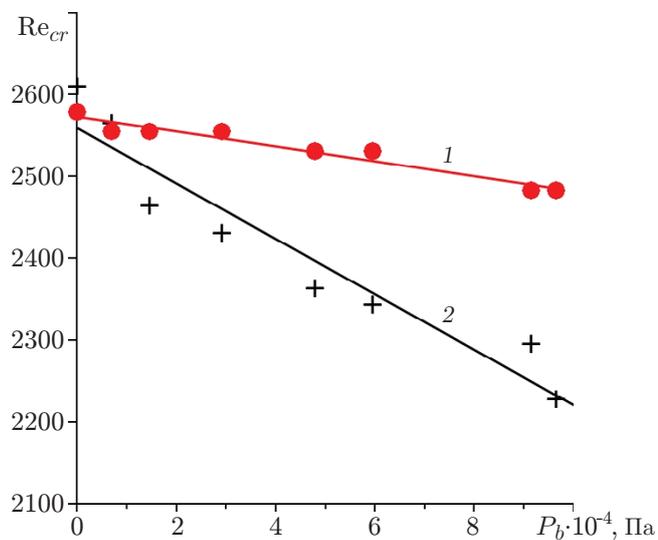


Рис. 3. Зависимость критического числа Рейнольдса от давления на выходе из трубы для газов Ar (1) и SF₆ (2):

точки — экспериментальные данные, линии — линейное приближение

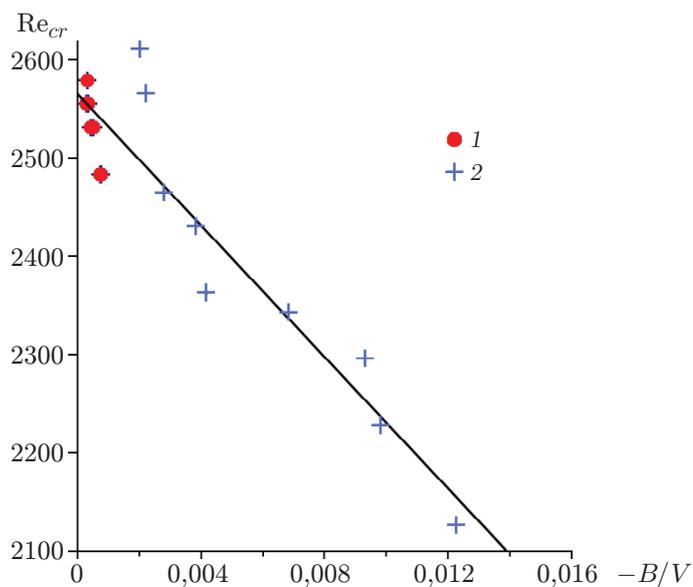


Рис. 4. Зависимость критического числа Рейнольдса от параметра $-B/V$ для течений газов Ar (1) и SF₆ (2):

точки — экспериментальные данные, линия — линейное приближение

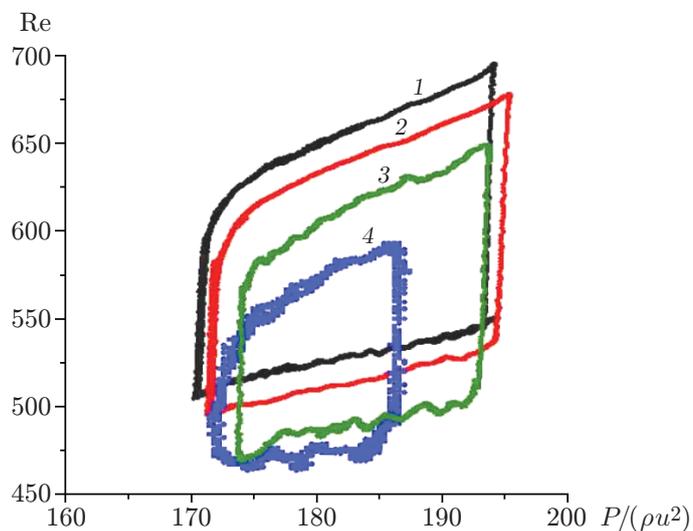


Рис. 5. Кривые гистерезиса для течений различных газов в трубе с расширяющимся входным участком: 1 — Ar, 2 — N₂, 3 — CO₂, 4 — SF₆

предложена безразмерная величина B/V . Величина второго вириального коэффициента непосредственно связана с потенциалом парного взаимодействия молекул U [41]:

$$B(T) = \frac{1}{2} \int (1 - e^{U/T}) dV.$$

Следует отметить, что величина B связана как с отталкивающей частью потенциала взаимодействия (при малых расстояниях между молекулами), так и с притягивающей частью (при больших расстояниях между молекулами). Конкуренция этих величин определяет их вклад в величину фазового объема среды в целом. При этом величина B зависит от температуры, а ее знак в точке инверсии меняется, что позволяет подтвердить предложенную в работе гипотезу на основе экспериментов с одним газом в широком диапазоне температур.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Ландау Л. Д.** Теоретическая физика. Т. 6. Гидродинамика. 3-е изд. / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. М.: Наука, 1986.
2. **Колмогоров А. Н.** Локальная структура турбулентности в несжимаемой жидкости при очень больших числах Рейнольдса // Докл. АН СССР. 1941. Т. 30, № 4. С. 299–303.
3. **Колмогоров А. Н.** Рассеяние энергии при локально-изотропной турбулентности // Докл. АН СССР. 1941. Т. 32, № 1. С. 19–21.
4. **Обухов А. М.** О распределении энергии в спектре турбулентного потока // Изв. АН СССР. Сер. геогр. и геофиз. 1941. Т. 32, № 1. С. 22–24.
5. **Струминский В. В.** Кинетическая теория турбулентных течений // Проблемы турбулентных течений: Сб. ст. М.: Наука, 1987. С. 14–32.
6. **Аристов В. В.** Решение уравнения Больцмана при малых числах Кнудсена // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 2004. Т. 44, № 6. С. 1127–1140.
7. **Aristov V. V., Rovenskaya O. I.** Simulation of nonequilibrium turbulent flows on the basis of the Boltzmann equation // AIP Conf. Proc. 2012. V. 1501. P. 422–428.
8. **Muriel A., Jirkovsky L., Dresden M.** A quantum model for the onset of turbulence // Phys. D: Nonlinear Phenomena. 1996. V. 94, iss. 3. P. 103–115.
9. **Muriel A., Dresden M.** Projection techniques in non-equilibrium statistical mechanics. 3. A microscopic theory of turbulence // Phys. D: Nonlinear Phenomena. 1995. V. 81, iss. 3. P. 221–236.
10. **Muriel A.** Quantum kinetic model of turbulence // Phys. D: Nonlinear Phenomena. 1998. V. 124, iss. 1–3. P. 225–247.
11. **Muriel A.** A molecular basis for the onset of turbulence // J. Vacuum Sci. Technol. Ser. A. 2009. V. 27. P. 315–320.
12. **Григорьев Ю. Н.** Устойчивость течений релаксирующих молекулярных газов / Ю. Н. Григорьев, И. В. Ершов. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2012.
13. **De Hemptinne X.** Non-equilibrium statistical thermodynamics. Applied to fluid dynamics and laser physics. Singapore: Word Sci., 1992.
14. **Авдуевский А. С., Иванов А. В., Карпман И. М. и др.** Влияние вязкости на течение на начальном участке сверхзвуковой вязкой недорасширенной струи // Докл. АН СССР. 1971. № 1. С. 46–49.
15. **Кутателадзе С. С., Новопашин С. А., Перепелкин А. Л., Ярыгин В. Н.** Тонкая структура течения сверхзвуковой недорасширенной струи // Докл. АН СССР. 1987. Т. 295, вып. 3. С. 556–558.

16. **Новопашин С. А., Перепелкин А. Л., Ярыгин В. Н.** Импульсный локальный метод исследования потоков газа по рэлеевскому рассеянию света // Приборы и техника эксперимента. 1986. Вып. 5. С. 158–159.
17. **Новопашин С. А., Перепелкин А. Л., Ярыгин В. Н.** Пульсационная структура слоя смешения недорасширенных струй // ПМТФ. 1987. № 3. С. 124–126.
18. **Мальцев В. А., Новопашин С. А., Перепелкин А. Л.** Влияние диаметра форкамеры на турбулентные характеристики сверхзвуковой струи // ПМТФ. 1999. Т. 40, № 6. С. 69–72.
19. **Новопашин С. А., Перепелкин А. Л., Ярыгин В. Н.** Обнаружение квазичастиц в турбулентном слое смешения сверхзвуковой струи // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 44, вып. 7. С. 318–319.
20. **Novopashin S. A., Perepelkin A. L.** Axial symmetry loss of a supersonic preturbulent jet // Phys. Lett. A. 1989. V. 135, N 4/5. P. 290–293.
21. **Нерушев О. А., Новопашин С. А., Перепелкин А. Л.** Переход к турбулентности в сверхзвуковых струях азота и аргона // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 1998. № 3. С. 196–200.
22. **Желтухин Н. А., Запрягаев В. И., Солотчин А. В., Терехова Н. М.** Спектральный состав и структура стационарных вихревых возмущений Тейлора — Гертлера сверхзвуковой недорасширенной струи // Докл. АН. 1992. Т. 325, № 6. С. 1133–1137.
23. **Reynolds O.** An experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water shall be direct or sinuous and of the law of resistance in parallel channels // Proc. Roy. Soc. London. 1883. V. 35. P. 84–99.
24. **Wynanski I. J., Champagne F. H.** On transition in a pipe. 1. The origin of puffs and slugs and the flow in a turbulent slug // J. Fluid Mech. 1973. V. 59. P. 281–335.
25. **Wynanski I. J., Sokolov M., Friedman D.** On transition in a pipe. 5. The equilibrium puff // J. Fluid Mech. 1975. V. 69. P. 283–304.
26. **Hof B., Westerweel J., Schneider T. M., et al.** Travelling waves in pipe flow // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 91. 224502.
27. **Hof B., van Doorne C. W. H., Westerweel J., et al.** Experimental observation of nonlinear travelling waves in turbulent pipe flow // Science. 2004. V. 305. P. 1594–1598.
28. **Kerswell R. R.** Recent progress in understanding the transition to turbulence in a pipe // Nonlinearity. 2005. V. 18. P. 17–44.
29. **Hof B., De Lozar A., Avila M., et al.** Eliminating turbulence in spatially intermittent flows // Science. 2010. V. 327. P. 1491–1494.
30. **Avila K., Moxey D., De Lozar A., et al.** The onset of turbulence in pipe flow // Science. 2011. V. 333. P. 192–195.
31. **Chantry M., Willis A. P., Kerswell R. R.** Genesis of streamwise-localized solutions from globally periodic traveling waves in pipe flow // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 112. 164501.
32. **Нерушев О. А., Новопашин С. А.** Вращение молекул и переход к турбулентности // Письма в ЖЭТФ. 1996. Т. 64, вып. 1. С. 43–46.
33. **Nerushev O. A., Novopashin S. A.** Rotational relaxation and transition to turbulence // Phys. Lett. A. 1997. V. 232. P. 243–245.
34. **White M. C., Sreenivasan K. R.** Does molecular rotation affect the transition Reynolds number? // Phys. Lett. A. 1998. V. 238. P. 323–327.
35. **Новопашин С. А., Мюриэль А.** Аномальный переход к турбулентности в благородных газах // Письма в ЖЭТФ. 1998. Т. 68, вып. 7. С. 557–560.
36. **Новопашин С. А., Мюриэль А.** Статистический критерий перехода к турбулентности // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. С. 18–21.

37. **Novopashin S., Muriel A.** Is the critical Reynolds number universal? // Журн. эксперим. и теорет. физики. 2002. Т. 122, № 2. С. 306–309.
38. **Swanson C. J., Juliany B., Ihas G. G., Donnelly R. J.** Pipe flow measurements over a wide range of Reynolds numbers using liquid helium and various gases // J. Fluid Mech. 2002. V. 461. P. 51–60.
39. **Novopashin S. A., Muriel A.** Molecule dependent turbulent memory // Phys. Lett. A. 2005. V. 335. P. 435–438.
40. **Novopashin S. A., Skovorodko P. A., Sukhinin G. I.** Laminar-turbulent transition in Hagen — Poiseuille flow of a real gas // J. Turbulence. 2016. V. 17, N 8. P. 870–877.
41. **Ландау Л. Д.** Теоретическая физика. Т. 5. Статистическая физика. 3-е изд. / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. М.: Наука, 1976.
42. **Hinkle L. D., Muriel A., Novopashin S. A.** Hysteresis of laminar-turbulent transition in a pipe with a divergent inlet section // J. Engng Thermophys. 2007. V. 16, N 2. P. 96–98.
43. **Hinkle L. D., Muriel A., Novopashin S. A.** Pressure dependence of laminar-turbulent transition in gases // J. Vacuum Sci. Technol. A. 2006. V. 24, N 4. P. 1578–1583.

Поступила в редакцию 3/VII 2018 г.
