



Климонтovich Юрий Львович - поступил на физический факультет МГУ осенью 1948 на третий курс. Окончил в 1948 году. Дипломную работу «Влияние взаимодействия молекул на коэффициент радиационного трения» выполнил под руководством профессора В.С. Фурсова. Работа опубликована в ЖЭТФе в 1949. Учеба в аспирантуре под руководством Н.Н. Боголюбова. В 1951 году защитил диссертацию. С 1955 года и по настоящее время доцент, профессор, главный научный сотрудник физического факультета МГУ. С 1994 - заведующий лабораторией «Синергетика».

Основные направления научной деятельности: метод микроскопической фазовой плотности в теории плазмы; кинетическая теория неидеальных газов и плазмы; кинетическая теория неравновесных флуктуаций; кинетическая теория электромагнитных процессов, динамические и флуктуационные процессы в лазерах; критерии самоорганизации для целей технической и медикобиологической диагностики;

единое описание кинетических, гидродинамических и диффузионных процессов в активных открытых системах. Опубликовал более 150 научных работ. В их числе 10 монографий, учебных пособий, изданных на русском и иностранных языках.

Статистическая теория неравновесных процессов в плазме. М.: изд. МГУ, 1964.

The Statistical Theory of Non-Equilibrium Processes in a Plasma. Oxford. Pergamon Press, 1967.

Лазеры и нелинейная оптика. М.: Просвещение, 1966; Laser und Nichtlineare Optik. Leipzig. Teubner, 1971. Lasery i Optika Nieliniowa. Poland, 1969.

Волновые и флуктуационные процессы в лазерах. М.: Наука, 1974. Соавторы: С.Г. Зейгер, П.С. Ланда, Е.Г. Ларинцев, Е.Е. Фрадкн.

Кинетическая теория неидеального газа и неидеальной плазмы. М.: Наука, 1975;

The Kinetic Theory of Non Ideal Gases and Non Ideal Plasmas. Pergamon Press, Oxford. 1982.

Кинетическая теория электромагнитных процессов. М.: Наука, 1980;

The Kinetic Theory of Electromagnetic Processes. Berlin, Heidelberg, New York. Springer, 1983.

Статистическая физика. М.: Наука, 1982; Statistical Physics. Harwood Academic Publishers, New York, 1986.

Self-organization and Turbulence in Liquids. Teubner, 1984. Соавтор W. Ebeling.

Статистическая теория плазменно-молекулярных систем. М.: Изд. МГУ, 1989. Соавторы: Х. Вильгельмсон (Швеция), А.Г. Загородний, И.П. Якименко; Klimontovich Yu. L., Wilhelmsson H., Yakimenko P., Zagorodnii A.G. Statistical Theory of Plasma Molecular Systems. Physics Reports, 175 (5,6) 264, 1989.

Турбулентное движение и структура хаоса. М.: Наука, 1990. Turbulent Motion and the Structure of Chaos. Dordrecht. Kluwer Academic Publishers, 1991.

Статистическая теория открытых систем. М.: Янус, 1995. The Statistical Theory of Open Systems. Dordrecht. Kluwer Academic Publishers, 1995.

Почетная медаль Ростокского университета, Германия. Почетный доктор Ростокского университета, Германия; Макс-Планк-Профессор, Берлин, Германия, 1990; Государственная премия России за 1991 год; Почетная медаль института Синергетики Академии Творчества России; Член Академии Творчества России; Соросовский профессор 1994; Лауреат премии имени Александра Гумбольдта за 1995 год, Германия; Медаль «50 лет Победы в великой отечественной войне», 1995.

В настоящее время на физическом факультете читает курс лекций «Статистическая теория открытых систем». Разрабатывает программы междисциплинарной специализации «Физика открытых систем». Руководит (в составе Оргбюро) семинаром «Синергетика».

ПОСЛЕСЛОВИЕ: Так что же такое турбулентность?

П.С. Ланда

В своей интереснейшей статье Ю.Л. Климонтovich дает понятие турбулентности с точки зрения описания ее свойств. Отмечая большую роль флуктуаций в развитии турбулентности, автор не объясняет, почему эта роль так велика. Ведь флуктуации существуют во всех физических системах, например, в радиотехнических генераторах, однако их роль очень незначительна, вследствие чего при описании поведения генератора их обычно не учитывают. Учет флуктуаций необходим лишь для анализа таких тонких эффектов, как уширение линии. Слабая роль флуктуаций в генераторах объясняется тем, что последние представляют собой автоколебательные системы, слабо чувствительные к любым внешним возмущениям. Чем же турбулентность отличается от процесса возбуждения генераторов? Ответа на этот вопрос Ю.Л. Климонтovich, к

сожалению, не даст. По-видимому, именно отсутствие ответа на этот вопрос является причиной того, что взгляды Ю.Л. Климонтовича на переход к турбулентности как к *более упорядоченному движению* по сравнению с ламинарным встречают резкий протест у большинства специалистов как по теории колебаний и волн, так и по гидродинамике. Действительно, если не учитывать флуктуации, то есть решать задачу в рамках *динамической* модели, то единственным критерием упорядоченности движения является энтропия Колмогорова. Очевидно, что эта энтропия при переходе к турбулентности возрастает, то есть переход к турбулентности означает переход к хаосу. Другой результат получается, если выйти за рамки динамической модели и учесть флуктуации. В этом случае критерием упорядоченности движения всей системы в целом (включая подсистему, являющуюся источником этих флуктуаций) может служить нормированная физическая энтропия Больцмана. Как показано Ю.Л. Климонтовичем, при переходе к турбулентности энтропия Больцмана, нормированная на единицу энергии движения относительно среднего потока, убывает. На основании этого автор делает вывод о большей степени упорядоченности турбулентного движения. Физически этот результат объясняется тем, что по мере развития турбулентности все большая часть энергии хаотического движения молекул превращается в энергию более крупномасштабного и более упорядоченного вихревого движения. Но каков относительный вклад энергии хаотического движения молекул, превращенной в энергию вихревого движения, и нужно ли этот вклад учитывать? Чтобы ответить на этот вопрос, необходимо ответить на вопрос, поставленный ранее.

Итак, чем отличается переход к турбулентности от процесса возбуждения генератора? Согласно принятым в настоящее время представлениям (они обобщены в последней книге А.А. Монина и А.М. Яглома [1]) - принципиально ничем. Эти представления прослеживаются из высказывания Г.С. Горелика, воспроизведенного в воспоминаниях С.М. Рыгова [2], согласно которому «турбулентность с ее границей «самовозбуждения», с характерным гистерезисом ее возникновения и исчезновения при увеличении и уменьшении скорости порождающего потока, с первостепенной ролью нелинейности для ее развитого (стационарного) состояния - это автоколебания. Их специфика заключена в том, что это автоколебания в сплошной среде, то есть в системе с чрезвычайно большим числом степеней свободы». На такой же позиции, по существу, стоял и Л.Д. Ландау¹, предложивший в качестве математической модели возникновения турбулентности укороченное уравнение Ван-дер-Поля [3]. Дальнейшее развитие теории Ландау получила в работах Стюарта [4,5], который предложил способ расчета коэффициентов, входящих в уравнения Ландау, основанный на приближенном решении уравнения Навье - Стокса. Однако, задаваемая Стюартом форма приближенного решения некорректна с физической точки зрения. Действительно, это решение описывает периодическую в пространстве волну с заданным волновым числом k , амплитуда которой медленно изменяется во времени. Строго говоря, такое решение справедливо лишь для кольцевого потока длины $L=2\pi n/k$; где n - целое число.

В 70-х годах в связи с открытием динамического хаоса стал формироваться взгляд на развитие турбулентности как на скачкообразное возникновение в фазовом пространстве некоторых динамических переменных странного аттрактора [6-10]. Так как понятие странного аттрактора относится только к автоколебаниям, то в этих работах молчаливо предполагается, что турбулентность представляет собой именно автоколебания.

Трактуя турбулентность как один из типов автоколебаний, группа М.И. Рабиновича осуществила ряд работ по моделированию процесса развития турбулентности в виде цепочки связанных генераторов [11,12].

Однако такой взгляд на турбулентность не является безупречным. Дело в том, что неустойчивость решений, соответствующих ламинарным течениям в

¹ Термин «автоколебания» в работах Ландау не употребляется.

безграничных средах, является конвективной [13]. Это значит, что в любой точке потока возникшее возмущение не будет неограниченно нарастать во времени (в линейном приближении), а будет сноситься вниз по потоку. В зависимости от граничных условий системы с конвективной неустойчивостью могут вести себя по-разному. Если граничные условия приводят к отражению волн и возникновению глобальной обратной связи, то такие системы могут стать автоколебательными. Если же глобальная обратная связь отсутствует или недостаточна для выполнения условий возбуждения, то такие системы представляют собой лишь усилители возмущений². Возмущения же неизбежно присутствуют во всех реальных системах как за счет внешних причин (так называемые технические флуктуации), так и за счет внутренних (естественные флуктуации). В уравнения, описывающие турбулентность, эти возмущения должны быть включены как внешние случайные силы заданной величины. Расчет этих сил, обусловленных естественными флуктуациями в гидродинамических потоках, выполнен Ю.Л. Климонтовичем.

Таким образом, согласно высказанной точке зрения, учет флуктуаций является принципиальным, так как именно они обуславливают наблюдаемые турбулентные возмущения. Отсюда следует, что подход к исследованию турбулентности в рамках теории динамических систем не всегда является адекватным³. А раз так, то определение степени упорядоченности движения по критерию Ю.Л. Климонтовича является вполне оправданным и, вероятно, единственно корректным. Здесь, правда, возникает вопрос о процедуре вычисления указанной нормированной энтропии на основе экспериментальных данных, представляющих собой, как правило, запись зависимости от времени одной из фазовых координат системы.

Несет ли эта запись информацию о всей системе, включая действующий в ней шум? И поэтому можно ли применять алгоритм расчета энтропии по экспериментальным данным, предложенный Ю.Л. Климонтовичем? Это вызывает большие сомнения. Дело в том, что этот алгоритм, исключая процедуру нормировки, соответствует алгоритму вычисления информационной размерности [15], то есть величины пропорциональной энтропии Шеннона, но в одномерном пространстве. Очевидно, что подобная процедура для расчета истинной информационной размерности аттрактора динамической системы не годится: размерность следует вычислять в пространстве с размерностью не меньшей размерности вложения аттрактора [16, 17]. Как вычислять энтропию Больцмана, исходя из экспериментальных данных в системе с флуктуациями, неясно.

Одним из свидетельств того, что турбулентность не является автоколебаниями в указанном выше смысле слова, а представляет собой только результат усиления возмущений, является численный эксперимент Н.В. Никитина [18] по моделированию турбулентного течения в трубах конечной длины. Исследовалось течение в круглой трубе радиуса R с заданной скоростью во входном сечении и с несколько искусственным условием в выходном сечении, имеющем вид

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\mathbf{u}}{u_0} \right) + \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial x} = 0,$$

где $\mathbf{u} = \{u, v, w\}$ - вектор скорости течения, u - продольная, v - радиальная, w - азимутальная компоненты скорости, u_0 - средняя по сечению продольная составляющая скорости в выходном сечении трубы. Компоненты скорости во входном сечении трубы задавались в виде

² Этот факт отмечен также в монографии [14].

³ В принципе можно, конечно, записать уравнения движения, включив источники флуктуаций в систему, и тогда полученная система будет динамической и автоколебательной. Однако она будет иметь чрезвычайно большое число степеней свободы, что делает такой подход нецелесообразным и неосуществимым.

$$u = 2u_0(1 - \frac{r^2}{R^2}), \quad v = A(\frac{r}{R})^4 (1 - \frac{r^2}{R^2})^2 \cos\varphi \sin\omega t, \quad w = 0.$$

При $A \neq 0$ и достаточно больших значениях скорости u_0 вниз по потоку развивалась турбулентность. Если же в какой-то момент времени амплитуда периодического возмущения A полагалась равной нулю, то заданное до этого момента возмущение постепенно сносилось вниз по потоку и в конце концов исчезало. Отсюда следует, что рассматриваемое течение, действительно, не является автоколебательной системой, а представляет собой усилитель и преобразователь входного возмущения. Наблюдаемое развитие турбулентности при $A \neq 0$, можно объяснить явлением хаотизации, аналогично хаотизации колебаний нелинейного осциллятора при гармоническом внешнем воздействии.

Косвенным свидетельством того, что турбулентность не является автоколебаниями, по крайней мере в системе с не очень большим числом степеней свободы, а представляет собой только результат усиления шума, являются проведенные нами вычисления корреляционной размерности в струйных течениях. При вычислении размерности развитым нами методом [16, 17] оказалось, что при увеличении размерности пространства вложения не происходит насыщения вычисляемой корреляционной размерности, что говорит либо о том, что размерность очень велика, либо о том, что здесь имеет место усиление шума. Заметим, что расчет размерности по стандартной процедуре, основанной на теореме Такенса [19] и алгоритме Грассбергера [20] приводит к насыщению размерности и дает значение приблизительно равное 3. По-видимому, этот эффект связан с вытягиванием сконструированного по теореме Такенса «аттрактора» вдоль главной диагонали.

Как же быть тогда с теми признаками, на которые указал Горелик и которые, казалось бы, характерны именно для автоколебательных систем? Прежде всего слово «самовозбуждение» следует заменить словами «потеря устойчивости». Далее, гистерезис «ее (турбулентности) возникновения и исчезновения при увеличении и уменьшении скорости порождающего потока» вполне может быть объяснен характером нелинейности коэффициента усиления. Наконец, первостепенная роль нелинейности вполне реальна и для усилителя колебаний, поскольку, во-первых, при достаточно большом коэффициенте усиления нелинейность может существенным образом влиять на спектр сигнала на выходе усилителя, а, во-вторых, комбинация нелинейности и флуктуаций может привести к возникновению «индуцированных аттракторов» (и к флуктуационным переходам между ними). В качестве простого примера возникновения «индуцированного аттрактора» можно привести переход верхнего положения равновесия маятника со случайно колеблющейся осью подвеса из неустойчивого положения в устойчивое⁴. В стационарном состоянии такой маятник будет вести себя как система с двумя аттракторами, между которыми будут происходить флуктуационные переходы. По-видимому, привлечение теории индуцированных фазовых переходов может быть весьма плодотворным при исследовании турбулентности.

Разумеется, все сказанное не относится к так называемым замкнутым течениям, например, течению Куэтта между двумя вращающимися цилиндрами или сферами [1]. В этих течениях имеется обратная связь, которая приводит к тому, что такая система становится автоколебательной.

Библиографический список

1. Монин А.А., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. М.: Наука, 1992.
2. Рытов С.М. Памяти Г.С. Горелика // УФН. 1957. Т. 62, вып.4. С.485.

⁴ Переходы такого рода часто называют индуцированными фазовыми переходами.

3. Ландау Л.Д. К проблеме турбулентности // ДАН СССР. 1944. Т. 7, № 8. С.339.
4. Stuart J.T. On the non-linear mechanics of wave disturbances in stable and unstable parallel flows // J.Fluid Mech. 1960. Vol. 9, №3. P. 353.
5. Stuart J.T. Nonlinear stability theory // Ann.Rev.Fluid Mech. 1971. Vol. 3. P. 347.
6. Ruelle D., Takens F. On the nature of turbulence // Comm. Math. Phys. 1971. Vol. 20, № 3. P.167.
7. Ruelle D. Strange attractors as a mathematical explanation of turbulence // Lect. Notes in Phys., Statistical Models and Turbulence. 1975. Vol.12. P. 292.
8. Ruelle D. The Lorenz attractor and the problem of turbulence // Lect. Notes in Math. 1976. № 565. P. 146.
9. Монин А.С. О природе турбулентности. // УФН. 1978. Т. 125, вып.1. С. 97.
10. Рабинович М.И. Стохастические автоколебания и турбулентность // УФН. 1978. Т. 125. С. 123.
11. Гапонов-Грехов А.В., Рабинович М.И., Старобинец И.М. Динамическая модель пространственного развития турбулентности // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 39, вып. 12. С. 561.
12. Осипов Г.В. О развитии турбулентности по Ландау в дискретной модели потоковых систем // Сер. Изв. вузов, Радиофизика. 1988. Т. 31, № 5. С. 624.
13. Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Физическая кинетика. М.: Наука, 1979.
14. Артамонов К.И. Термогидроакустическая устойчивость. М.: Машиностроение, 1982. С. 178.
15. Неймарк Ю.И., Ланда П.С. Стохастические и хаотические колебания. М.: Наука, 1987.
16. Ланда П.С., Розенблюм М.Г. Сравнение методов конструирования фазового пространства и определения размерности аттрактора по экспериментальным данным // ЖТФ. 1989. Т. 59, № 11. С. 1.
17. Landa P.S., Rosenblum M.G. Time series analysis for system identification and diagnostics. Physica D. 1991. Vol. 48, № 1. P. 232.
18. Никитин Н.В. Численное моделирование пространственного развития турбулентности в каналах // Доклад на школе «Нелинейные задачи теории гидродинамической устойчивости». Москва, 1994.
19. Takens F. Detecting strange attractors in turbulence // Lect. Notes in Math. Berlin, Heidelberg, New York: Springer, 1981. № 898. P. 366.
20. Grassberger P., Procaccia I. Measuring the strangeness of strange attractors. Physica D. 1983. Vol. 9D, № 1. P. 189.

Московский государственный
университет

Поступила в редакцию 6.01.95