01;03

Неравновесные структурные переходы как механизм турбулентности

© *О.Б. Наймарк*

Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь

Поступило в Редакцию 4 февраля 1997 г.

Впервые выдвинуто и обосновано предположение о возможном механизме турбулентности как о неравновесном переходе в ансамблях дефектов типа микроскопических сдвигов, рассматриваемых как реальные дефекты молекулярной структуры жидкостей. Дано статистическое обоснование уравнений эволюции для тензорного параметра порядка, характеризующего ансамбль рассматриваемых дефектов и имеющего смысл неравновесных флуктуаций скорости деформации. Проведено определение типов макроскопических мод флуктуаций скорости деформации как автомодельных решений уравнений эволюции для рассматриваемого тензорного параметра порядка в условиях неравновесных переходов и установление качественных соответствий этих решений реальным сценариям перехода к турбулентности. Объяснены закономерности колмогоровского скейлинга (природы ”вязкого” и ”инерционного” интервалов) при полностью развитой турбулентности.

Ряд экспериментальных фактов о физических механизмах развития неустойчивостей в конденсированных средах указывает на возможность описания турбулентности на основе анализа неравновесных флуктуаций, рассматривая последние как реальные дефекты структуры жидкостей. Идея написания настоящей работы возникла под впечатлением результатов Ю.Л. Климонтовича [1,2], в которых развивается точка зрения на турбулентность как переход к ”турбулентному порядку”, а также как попытка сформировать взгляд на возможность развития неустойчивостей в конденсированных средах как следствие неравновесных переходов в ансамблях дефектов. Последние, будучи по своей природе ”неравновесными флуктуациями” полей смешений (и скоростей) в твердых телах, рассматриваются и в случае жидкостей как реальные физические дефекты молекулярной структуры, создаваемые при коллективном движении ансамбля молекул (скольжения), не согласующемся с обычным диффузионным (молекулярным) механизмом переноса импульса.

Приведем некоторые данные, подтверждающие возможность такой трактовки флуктуаций скорости, обусловленных динамической неустойчивостью ансамблей молекул. Одним из первых обратил внимание на "твердотельную" природу течения жидкостей Френкель [3], отмечая, что "... широко распространенное представление о том, что текучесть жидкостей обусловлена отсутствием упругости на сдвиг, т.е. равенством нулю модуля сдвига, ошибочно (за исключением, может быть, случая жидкого гелия II)". Подтверждением справедливости последнего утверждения являются данные по измерению модуля сдвига и релаксационных спектров простых жидкостей [4,5], в которых установлены значения времен релаксации $\tau \approx 10^{-5}$ с, отличающиеся почти на 5 порядков от молекулярных (диффузионных) времен. Авторы [5] связывают появление длинновременных участков спектра с согласованным смешением и изменением ориентации групп молекул.

В [2] отмечается, что приближение сплошной среды, принятое в кинетической теории, гидродинамике недостаточно для описания турбулентного движения. Зарождение и развитие турбулентного движения обусловлено неравновесными флуктуациями, растущими по мере приближения к некоторой точке перехода. В [6,7] развита статистическая кинетика ансамбля типичных дефектов в твердых телах (микротрещин, микросдвигов). Микроскопические сдвиги рассматриваются как неравновесные флуктуации скорости деформации в несжимаемой жидкости $e_{ik} = 1/2(\partial v_i/\partial x_k + \partial v_k/\partial x_i)$, обусловленные согласованным смещением групп молекул. Микросдвиги играют роль переменных, устраняющих нарушение диффеоморфизма (с точки зрения теории калибровочных полей [8]) при локализованных неустойчивостях, и могут быть представлены как $s_{ik} = 1/2s(\nu_i l_k + l_i \nu_k)$, где s — интенсивность сдвига, $\vec{\nu}$ и $\vec{l}$ — соответственно единичные векторы нормали к площадке сдвига и направления сдвига. Микроскопическая кинетика s_{ik} определяется уравнением Ланжевена

$$\dot{s}_{ik} = K_{ik}(s_{lm}) - F_{ik}, \tag{1}$$

где $K_{ik}(s_{lm})$ и F_{ik} — детерминированная и случайная части сил взаимодействия, удовлетворяющие условиям $\langle F_{ik}(t)\rangle = 0$, $\langle F_{ik}(t')\rangle F_{ik}(t) = Q\delta(t - t')$, Q — коррелятор флуктуирующих сил (неравновесный потенциал). Функция распределения флуктуаций сдвига

$W(s,\vec{\nu},\vec{l})$ соответствует решению уравнения Фоккера–Планка

$$\frac{\partial}{\partial t}W = -\frac{\partial}{\partial s_{ik}}(K_{ik}W) + \frac{1}{2}Q\frac{\partial^2}{\partial s_{ik}\partial s_{ik}}W. \tag{2}$$

В [6] показано, что Лагранжиан рассматриваемых дефектов структуры, моделируемых как дислокационные скопления, может быть записан в форме

$$E = E_0 - H_{ik}s_{ik} + \alpha s_{ik}^2, \tag{3}$$

включающей как "традиционный" член $H_{ik}s_{ik}$, отражающий взаимодействие в ансамбле в приближении "среднего" поля [9] ($H_{ik} = \gamma\sigma_{ik} + \lambda p_{ik}$, где σ_{ik} — напряжение, $p_{ik} = n\langle s_{ik}\rangle$, n — концентрация дефектов, λ и γ — параметры материала), так и "самодействие" αs_{ik}^2, характеризующее флуктуацию энергии в ближайшей окрестности дефекта. Решение уравнения Фоккера–Планка получено в [10] как следствие гипотезы о статистической автомодельности (экспериментально подтвержденной для ансамбля дефектов в [11]), позволившей представить неравновесную функцию распределения в виде $W = Z^{-1}\exp(-E/Q)$, где Z — нормирующий множитель, вычисляемый как обобщенное значение статистического интеграла. Квазиравновесная функция распределения по сути отражает взгляд на природу неравновесности, развитый Леонтовичем [12], как последовательность равновесных состояний, реализуемых при действии эффективных полей, величина которых в данном случае зависит от Q. Возможность описания ламинарного и турбулентного движений, переходов между ними на основе "детерминированного распределения" обсуждается также в [2].

Макроскопическое значение "стационарных" неравновесных флуктуаций сдвига p_{ik} вычисляется как среднее [6]

$$p_{ik} = n\int s_{ik}W(s,\vec{\nu},\vec{l})\,ds\,d^3\vec{\nu}\,d^3\vec{l} \tag{4}$$

и его значение $p_{xz} = p$ для случая чистого сдвига бесконечного слоя напряжением $\sigma_{xz} = \sigma$ представлено на рис. 1 в виде зависимостей для различных значений параметра $\delta = 2\alpha/\lambda n$. Величина δ характеризует как взаимодействие в ансамбле (λ — константа взаимодействия), так и влияние на размер дефектов исходного "свободного объема" V_0, играющего роль зародыша дефекта (с учетом представления $\alpha \approx G/V_0$, где G — модуль сдвига). Переходы к топологически эквивалентным

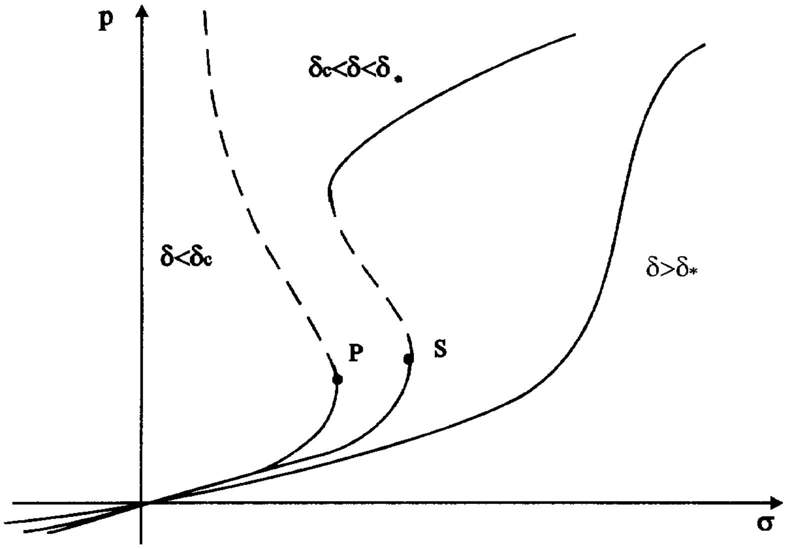

Рис. 1. Зависимость макроскопических флуктуаций сдвига p от напряжения σ.

классам кривых определяются параметрами δ_* и δ_c, являющимися точками бифуркаций.

Неравновесная свободная энергия F, отражающая весь спектр реакций рис. 1, может быть представлена разложением [7]

$$F = 1/2A(1-\delta/\delta_*)p_{ik}^2 + 1/3Bp_{ik}^4 + 1/4C(1-\delta/\delta_c)p_{ik}^6 - D\sigma_{ik}p_{ik} + 1/2\mu(\nabla p_{ik})^2, \quad (5)$$

где A, B, C и D — параметры разложения. Учитывая "полярный" характер взаимодействия дефектов, градиентный член описывает эффекты нелокальности; μ — параметр нелокальности. "Термодинамическим" ветвям соответствуют минимумы F, обеспечивающие стационарные режимы. Координаты $P(\sigma_p,\ p_p)$ и $S(\sigma_s, p_s)$ являются точками перехода к динамическим ветвям.

Знакоопределенность диссипативной функции TP_s релаксирующей (течением) среды с дефектами [13]

$$TP_s = -\frac{1}{T} q_k \nabla_k T + \sigma_{ik} e^{\nu}_{ik} - \frac{\delta F}{\delta p_{ik}} \dot{p}_{ik} \geqslant 0 \qquad (6)$$

(T — температура; q_k — поток тепла; $\delta F/\delta p_{ik}$ — вариационная производная; e^{ν}_{ik} — "вязкая" составляющая полной скорости деформации $e_{ik} = e^{\nu}_{ik} + \dot{p}_{ik}$) приводит к системе уравнений для тензорных величин

$$\sigma_{ik} = \eta e^{\nu}_{ik} + \chi \dot{p}_{ik}, \quad -\frac{\delta F}{\delta p_{ik}} = -\chi e^{\nu}_{ik} + \zeta \dot{p}_{ik}, \qquad (7)$$

где η, χ и ζ — кинетические коэффициенты. С учетом представления $e^{\nu}_{xz} = e_{xz} - \dot{p}_{xz}$ для случая чистого сдвига эти уравнения дают выражение для эффективной вязкости $\eta_{ef} = \eta + (\chi - \eta)\dot{p}_{xz}/e_{xz}$ и кинетическое уравнение для p_{xz}.

Наличие точек бифуркации означает резкое изменение симметрии функции распределения, связанное с появлением некоторых ориентационно выраженных макроскопических мод p_{ik} в условиях структурных переходов. Влияние последних на эволюцию неравновесных флуктуаций скорости деформации определяется типом бифуркации (групповыми свойствами уравнений в различных интервалах δ), видом гетероклиник и соответствующих им собственных форм [10] (рис. 2). Интервалу $\delta > \delta_*$ (область эллиптичности S_1) соответствуют пространственно-периодические решения со слабо выраженной ориентационной анизотропией, принципиально не изменяющей картину ламинарного течения. Переходы через пороги δ_* (область гиперболичности S_2) и δ_c (область параболичности S_3) приводят к развитию неравновесных флуктуаций скорости деформации в виде соответственно спектров уединенных волн и диссипативных структур с взрывной кинетикой роста (режимы с обострением [14]) некоторых компонент p_{ik}. Режимы с обострением соответствуют области странного аттрактора и ведут к эффектам динамической стохастичности. В области сосуществования аттракторов (окрестность $\delta = \delta_c$) должны наблюдаться эффекты перемежаемости. Притяжение к двум последним типам аттракторов резко снижает симметрию системы вследствие сокращения числа независимых переменных, определяемых в этом случае спектрами собственных форм соответствующих автомодельных решений.

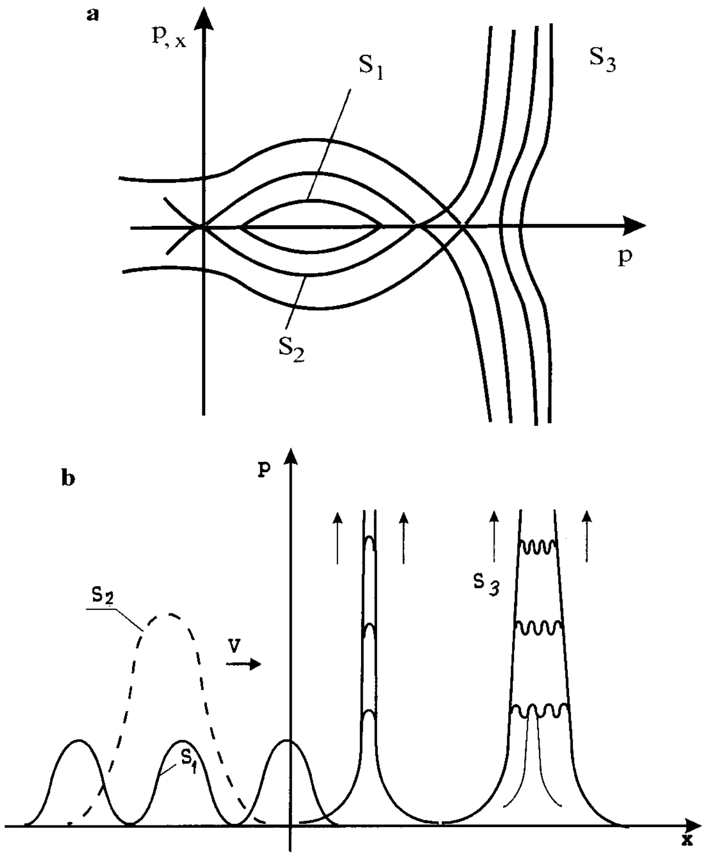

Рис. 2. Фазовый портрет неравновесных флуктуаций сдвига (a) и соответствующие ему спектры собственных форм автомодельных решений (b).

Резонансный выход на автомодельные решения [15] в условиях неравновесных структурных переходов сопровождается адиабатическим подчинением соответствующих тензорных мод скорости деформации e_{xz} неравновесной макроскопической флуктуации $\dot{p}_{xz}$ и, следовательно, $e_{xz} \approx \dot{p}_{xz}$, что дает для эффективной вязкости $\eta_{ef} = \chi$. Не зависящие от типа конденсированной среды значения вязкости $\eta_{ef} \approx 10^4$ пз были установлены в [16] по затуханию возмущений на фронте ударных волн в стали, алюминии, ртути и воде при скоростях деформирования $\sim 10^5\,\text{с}^{-1}$. Этот поразительный результат наблюдается также в близком интервале скоростей деформирования при ударном инициировании пластической неустойчивости (адиабатический сдвиг [17]). Развитой турбулентности соответствует область $\delta < \delta_c$, переход в которую реализуется из области ламинарности $\delta > \delta_*$ через область пространственно-периодических течений $\delta_c < \delta < \delta_*$ при увеличении интенсивности течения и при создании "дефектных" структур, обеспечивающих перенормировку (уменьшение) δ. При полностью развитой турбулентности характер течения подчинен спектру собственных форм (диссипативных структур в режиме с обострением), описывающих взрывообразную кинетику роста некоторых тензорных мод неравновесных флуктуаций скорости деформации, определяемых соответствующими компонентами p_{ik} и локализованных на спектре пространственных масштабов (фундаментальных длин [14]). Минимальный масштаб, соответствующий простой структуре, определяет, по-видимому, нижнюю границу инерционного интервала (верхнюю — вязкого) в соответствии с гипотезой Колмогорова.

Автор благодарит В.А. Баранникова за содержательные дискуссии.

Список литературы

[1] *Климонтович Ю.Л.* Турбулентное движение и структура хаоса. М.: Наука, 1990. 320 с.
[2] *Климонтович Ю.Л.* // Изв. вузов. Проблемы нелинейной динамики. 1995. Т. 3. N 2. С. 7–37.
[3] *Френкель Я.И.* Кинетическая теория жидкостей. Л.: Наука, 1975. 592 с.
[4] *Бадмаев Б.Б., Занданова К.Т., Будаев О.Р., Дерягин Б.В., Базарон У.Б.* // Докл АН СССР. 1980. Т. 254. N 2. С. 381–385.
[5] *Derjagin B.V., Basaron U.B., Zandanova K.T., Budaev O.R.* // Polymer. 1989. V. 30. N 1. P. 96–103.
[6] *Наймарк О.Б.* О термодинамике деформирования и разрушения твердых тел с микротрещинами. Препринт Института механики сплошных сред УрО АН СССР. Свердловск, 1982. 34 с.
[7] *Naimark O.B.* Structural Transitions in Solids and Mechanisms of Plasticity and Failure. Preprint of the Institute of Continuous Media Mechanics of the Urals Branch of the Russian Academy of Sciences. Perm, 1995. 52 p.

[8] *Kröner E.* On Gauge Theory in Defect Mechanics. Lecture Notes in Physics. Heidelberg, Springer, 1986. P. 281–296.
[9] *Raikher Yu.L., Shliomis M.I.* // Relaxation Phenomena in Condensed Matter / Ed by William Coffey. Advances in Chemical Physics Series. 1994. V. LXXXVII. P. 595–751.
[10] *Naimark O.B.* Kinetic Transitions in Ensembles of Defects (Microcracks) and Some Nonlinear Aspects of Fracture. In: Proceedings UTAM Symposium on nonlinear analysis of fracture. Kluver, The Netherlands, 1995.
[11] *Ботвина Л.Р., Баренблатт Г.И.* // Проблемы прочности. 1985. № 12. С. 17–24.
[12] *Леонтович М.А.* Введение в термодинамику. Статистическая физика. М.: Наука, 1983. 416 с.
[13] *Наймарк О.Б., Ладыгин О.В.* // ПМТФ. 1993. № 3. С. 121–137.
[14] *Курдюмов С.П.* Собственные функции горения нелинейной среды и конструктивные законы построения ее организации. М.: Препринт ИПМат. им. Келдыша АН СССР, 1979. № 29. 64 с.
[15] *Сахаров А.Д., Зайдель Р.М., Минеев В.Н., Олейник А.Г.* // Докл. АН СССР. 1965. Т. 9. № 12. С. 1091–1094.
[16] *Беляев В.В., Наймарк О.Б.* // Докл. АН СССР. 1990. Т. 312. № 2. С. 289–293.
[17] *Беляев В.В., Наймарк О.Б.* // ПМТФ. 1985. № 1. С. 163–171.