ЖУРНАЛ ФИЗИЧЕСКОЙ ХИМИИ, 2000, том 74, № 1, с. 16–30

ОБЩИЕ ПРОБЛЕМЫ КВАНТОВОЙ И ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ ХИМИИ

УДК 539.192

"НОВЫЙ ДИАЛОГ" С ПРИРОДОЙ: О ЗАКОНЕ ЭВОЛЮЦИИ ПРИРОДНЫХ СИСТЕМ, "СТРЕЛЕ ВРЕМЕНИ" И КОПЕНГАГЕНСКОЙ ИНТЕРПРЕТАЦИИ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ

© 2000 г. С. Ф. Тимашев

Государственный научный центр Российской Федерации
"Научно-исследовательский физико-химический институт им. Л.Я. Карпова", Москва

Показано, что "новый диалог" с Природой (по определению Пригожина и Стенгерс) становится возможным вследствие реализации в природных системах самоподобия, проявляющегося в инвариантности их структурной и временно́й организации на различных пространственно-временны́х уровнях. Представлен общий феноменологический подход к извлечению информации из такого диалога. Предлагаемая методология анализа временны́х и пространственных рядов основывается на постулате об определяющей информационной значимости нерегулярностей измеряемых динамических переменных при принятии новой гипотезы масштабной инвариантности. Показано, что в рамках развиваемого подхода могут быть поняты принципиальные вопросы современного естествознания, связанные с установлением основных закономерностей эволюции природных систем, генезисом "стрелы времени", выявлением природы индетерминизма в квантовой физике.

Естествоиспытателям всех времен, начиная с древнейших, свойственно философское осмысление конкретного знания, получаемого в ходе экспериментальных исследований. Особенно это проявляется на рубеже смены научных парадигм – при отходе от господствующих в данный период времени концептуальных схем в постановке проблем и методологии их разрешения. Показательны примеры прошедшего столетия, когда было окончательно признано Второе начало термодинамики с неизбежной необратимостью реализующихся эволюционных процессов – "стрелой времени", найдена предельная скорость передачи информации и открыта квантовая механика. Философские аспекты каждого из указанных феноменов волновали многих выдающихся исследователей. Проблемы интерпретации квантовой механики с философским осмыслением природы индетерминизма на квантовом уровне обсуждались и в работах В.А. Фока [1], памяти которого в связи со столетием со дня рождения посвящена данная конференция.

ДЕТЕРМИНИРОВАННЫЙ ХАОС КАК НОВАЯ НАУЧНАЯ ПАРАДИГМА

Прошедший век подарил нам еще одно великое открытие, которое, как показывают исследования последнего десятилетия, уверенно изменяет существующую систему взглядов на эволюцию Природы и несет новую научную парадигму, состоящую в концептуально новом взгляде на динамику сложных систем и заставляющую переосмысливать уже устоявшееся знание, в том числе, относящееся к генезису "стрелы времени" и природе индетерминизма в квантовой механике. Речь идет об открытии метеорологом Эдвардом Лоренцом в 1963 г. так называемого детерминированного хаоса и о последующем развитии возникшей на этой основе нелинейной науке (Nonlinear Science, Science of Complexity) [2, 3], согласно которой проявление хаотического поведения в динамике нелинейных диссипативных систем совсем не означает, что эффективное число соответствующих динамических переменных велико: достаточно, чтобы их было больше трех. И на самом деле Природа оказалась устроенной таким образом, что хаотическое поведение "пространственных" и временны́х рядов, соответствующих профилям $h(x)$ (x – координата) разнообразных пространственных структур и изменяющимся во времени t разнообразным динамическим переменным $V(t)$ для огромного разнообразия сложных систем (в физике и геофизике, в химии и химической технологии, в экологии, экономике и пр.) часто поддаются разумному анализу вследствие относительно невысокой эффективной размерности соответствующих задач.

Такой феномен становится возможным вследствие реализации в природных системах самоподобия – инвариантности их структурной и временной организации на различных пространственно-временны́х уровнях, что и приводит к указанному уменьшению размерности. Действительно, разнообразные степенные законы Природы – Гутенберга–Рихтера, Ципфа–Парето, Колмогорова–Обухова, проявление фликкер-шума в разнообразных природных процессах [4, 5] ярко иллюстрируют указанный феномен самоподобия – отсутствие характерных пространственных или временны́х величин для исследуемых систем при изменении значений соответствующих динамических переменных в диапазоне двух–трех и более порядков.

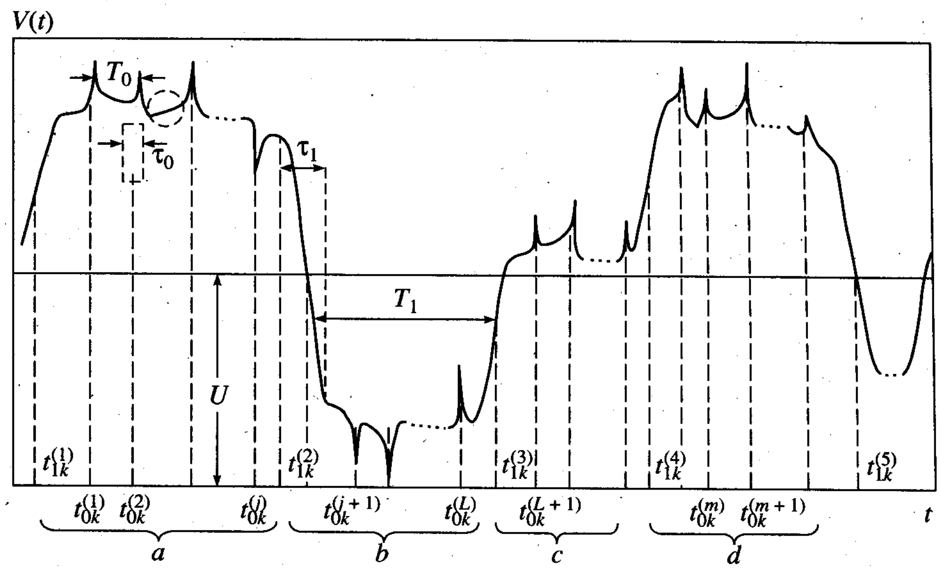
Именно с феноменом самоподобия и значительным уменьшением вследствие его реализации эффективной размерности анализируемых процессов следует связывать реальную возможность для осуществления "нового диалога с Природой" [6]. То, что с Природой надо "научиться разговаривать" сегодня ясно всем. Это очень существенно не только в силу естественного для человека стремления к осознанию окружающего мира и своего места в нем, но и в связи с глобальными проблемами поддерживаемого (sustainable, "устойчивого") развития, с необходимостью адекватного понимания сложных эволюционных процессов, происходящих в биосфере в целом и ее подсистемах, с необходимостью не только слушать Природу, но и слышать ее [7, 8]. Именно такое знание может стать основной при выработке стратегии сохранения цивилизации, выборе конкретных путей хозяйствования в нынешних условиях "вынужденного риска", когда антропогенные факторы воздействия на биосферу могут стать губительными для целых экосистем. Фактически, речь должна идти о формировании языка общения, на котором можно будет вести "новый диалог" с Природой, задавая "рабочие" вопросы в необходимом количестве и получая адекватные ответы с требуемой степенью подробностей. Но как, на каких принципах такой язык может быть создан и о каком типе диалога может идти речь? Насколько возможно получать определенную информацию о термодинамически открытых многофакторных природных системах, которые проявляют свою сложность в "пространственных" рядах, соответствующих разнообразным структурам, и временны́х рядах динамических переменных, характеризующих эволюционные изменения в этих системах?

Вряд ли в связи с обсуждаемым феноменом самоподобия можно обоснованно говорить о чисто геометрическом самоподобии форм, даже с учетом случайных искажений структуры [9–12], поскольку динамические нелинейные диссипативные системы в условиях внешних энергетических воздействий претерпевают сложные структурно-энергетические перестройки с возможной полной потерей исходных структурных форм, как это следует из разнообразных расчетов в рамках парадигмы "самоорганизованной критичности" (Self-Organizate Criticality – SOC) [13]. При этом ни сама парадигма SOC, ни фрактальная геометрия Мандельброта, ориентированные на компьютерное моделирование, не позволяют говорить о реальности указанного диалога с возможностью получения адекватной и достаточно полной информации об исследуемых системах на основе анализа временны́х и пространственных рядов. В связи с последним замечанием вся фрактальная наука, необычайно модная в настоящее время, как бы повисает в воздухе. Можно также указать, что известные методы нелинейного анализа [14] (с расчетами корреляционных размерностей аттракторов, коэффициентов Ляпунова, динамической энтропии Колмогорова) не позволяют также говорить о реальности указанного диалога с возможностью получения адекватной и достаточно полной информации об исследуемых системах на основе анализа временны́х и пространственных рядов.

Автором и его коллегами был найден новый, весьма эффективный динамический метод анализа – фликкер-шумовая спектроскопия [15–20], позволяющий получать при анализе временны́х рядов или особенностей пространственных структур прямую информацию о динамическом состоянии открытой или адиабатически неизолированной диссипативной системы, о характере нелинейной релаксации и изменениях состояния системы в ходе эволюции. Получаемая информация представляется в виде совокупности феноменологических параметров ("паспортных данных") системы, число которых определяется той степенью подробностей, которая интересует исследователя и которая позволяет персонифицировать каждое из изучаемых состояний системы. Тем самым разрабатываемый метод может стать рабочим инструментом для "нового диалога с Природой". В данной работе представлены концептуальные основы разработанной методологии и показаны новые возможности, которые открывает данный подход к раскрытию генезиса "стрелы времени" и природы индетерминизма в квантовой механике.

СУЩНОСТЬ САМОПОДОБИЯ В ПРИРОДЕ. МЕТОДОЛОГИЯ АНАЛИЗА СОСТОЯНИЯ ДИНАМИЧЕСКИХ ДИССИПАТИВНЫХ СИСТЕМ

В основе развиваемого подхода – фиксируемый в разнообразных временны́х рядах принципиально нерегулярный вид пространственных и временны́х зависимостей измеряемых динамических переменных $h(x)$ и $V(t)$ для физико-химических и природных процессов разной сущности, что выражается в резких скачкообразных изменениях $h(x)$ и $V(t)$ при вариации величины скачков в больших диапазонах. При этом каждый из выделенных фрагментов таких эволюционных зависимостей даже при анализе стационарных процессов, будучи "увеличенным в масштабе", являет тот же тип нерегулярного поведения (см. [16]). Такой характер эволюции дает основание пола-



Общий вид эволюции динамической переменной.

гать, что не все точки на пространственной или временнóй оси информационно равноправны.

Для определенности в дальнейшем будем рассматривать эволюционные зависимости $V(t)$, полагая, что для пространственных рядов $h(x)$ характер всех полученных ниже закономерностей тот же самый. Если рассматривать некоторый i-й пространственно-временнóй уровень эволюции, то на характерных для этого уровня временны́х интервалах некоторые малые δ-интервалы содержат основную информацию о структурно-энергетическом состоянии анализируемой системы. При этом длительность временны́х промежутков между указанными δ-интервалами также оказывается информационно значимой, и на каждом из таких промежутков также могут быть зафиксированы содержащие информацию о состоянии системы малые δ-интервалы более мелкомасштабного временнóго уровня и т.д. Внутри каждой из таких анализируемых последовательностей между измеряемыми динамическими переменными существуют корреляционные взаимосвязи разного типа (см. ниже), и параметры, их характеризующие, несут информацию о динамическом состоянии рассматриваемой нелинейной системы.

Переход системы из одного информационно значимого состояния в другое, отличающееся от предыдущего структурно-энергетическими характеристиками, что отражается в изменении фиксируемого значения динамической переменной $V(t)$, фиксируется моментом фактуализации необратимости в данном переходе – в соответствии с "Триест-теорией" К.Ф. фон Вейзеккера [21]. Иначе: именно в информационно значимых интервалах уже реализована необратимость рассматриваемого эволюционного процесса. При этом "неинформативные" промежутки между δ-интервалами, в которых необратимость еще не стала фактом, связываются с вводимым [22] представлением "Now" как фактором, объединяющем прошлое, которое уже совершилось, и будущее, которое пока потенциально возможно.

Для того, чтобы "материализовать" эти физические идеи и разработать на их основе методологию анализа временны́х рядов, необходимо идеализировать введенный образ и стянуть все информационно значимые δ-интервалы, принадлежащие различным i-м пространственно-временны́м уровням, в точки. При этом каждая такая точка – "миг" должна быть носителем информации о структурно-энергетическом состоянии системы в этот момент времени, т.е. выступать как "маркер нерегулярностей" разного типа для рассматриваемой системы. Нулевая длительность каждого "мига" означает, что значение исследуемой функции в каждой из таких точек с необходимостью должно содержать сингулярность (актуальную или потенциальную) в этой точке, т.е. представляться в виде суммы обобщенной функции с нулевым носителем [23] (выражаются в виде суммы по δ-функциям и их производным) и функций с разного типа разрывами: θ-функции Хевисайда и функций с разрывом производной 1-го, 2-го и более высоких порядков. Необходимо также связать эволюционные изменения изучаемой системы на различных пространственно-временны́х уровнях определенными масштабными соотношениями, что делается введением определенных инвариантов процесса при рассмотрении эффективной плотности нерегулярностей каждого типа (см. ниже). Тем самым мы вводим идеализированную модельную функцию $V(t)$ (см. рисунок), "модель-карикатуру" –

по Я.И. Френкелю [24], и полагаем, что вся основная информация об эволюционном процессе содержится лишь в указанных сингулярностях и разрывах этой идеализированной функции, которые и рассматриваются в качестве основных и единственных "маркеров" эволюционного процесса.

Мы постулируем наиболее общий вид эволюции динамической переменной $V(t)$ для i-го пространственно-временнóго уровня в виде интермиттанса. Такая эволюция характеризуется относительно слабыми изменениями переменной на относительно протяженных временны́х интервалах – "ламинарных фазах" с характерными длительностями T_0^i и резкими прерываниями такой эволюции короткими всплесками длительности τ_0^i ($\tau_0^i \ll T_0^i$). Заметим, что при всплесках происходят скачкообразные изменения значений динамической переменной на последующем "ламинарном" участке, сопровождающиеся разрывами производных. Такие скачки и разрывы производных мы будем относить к первому типу скачков и разрывов производных, полагая, что для переменной $V(t)$ могут быть характерны резкие, на коротких интервалах τ_1^i, скачкообразные изменения "ламинарного" фона, как это представлено на рисунке. Для характерных интервалов времени между такими резкими скачками (их будем относить к скачкам второго типа) введем обозначение T_1^i (полагаем, $\tau_1^i \ll T_1^i$). Принятие гипотезы масштабной инвариантности означает, что подобная эволюция имеет место и во временнóй области, обведенной штрих-пунктиром на рисунке, т.е. общий вид временнóй эволюции с указанными всплесками и скачками динамической переменной сохраняется для каждого из пространственно-временны́х масштабов рассматриваемой эволюции.

Такое представление модельной функции $V(t)$ позволяет, используя ряд теорем теории обобщенных функций, получить достаточно простые аналитические выражения для зависимостей, которые обычно рассчитываются из экспериментально получаемых временны́х рядов с тем, чтобы из сопоставления теоретических и экспериментальных закономерностей извлечь феноменологические параметры изучаемой динамической системы. При этом анализируются "спектр мощности" – спектральная плотность $S(f)$ (f – частота) автокоррелятора $\psi(\tau) = \langle V(t)V(t+\tau)\rangle$ измеряемой динамической переменной:

$$S(f) = 2\int_0^\infty \cos(2\pi f\tau)\psi(\tau)d\tau,$$
$$\psi(\tau) = 2\int_0^\infty \cos(2\pi f\tau)S(f)df \tag{1}$$

(рассматриваются стационарные процессы: $\psi(\tau) = \psi(-\tau)$); символ $\langle\ldots\rangle$ означает усреднение по "начальному" времени t; полагаем $\langle V(t)\rangle = 0$), а также "разностные моменты" $\Phi_{(p)}(\tau)$ ("структурные функции" в теории развитой турбулентности) различного порядка p:

$$\Phi_{(p)}(\tau) = \langle [V(t) - V(t+\tau)]^p\rangle, \tag{2}$$

где величина τ характеризует временнóй интервал между двумя анализируемыми значениями $V(t)$. Известно, что независимость спектральной плотности $S(f)$ от частоты во всем диапазоне частот (так называемый "белый шум"), а "разностных моментов" $\Phi_{(p)}(\tau)$ от "времени задержки" τ указывают на отсутствие корреляционных связей между последующими событиями и предшествующими. Однако в каждом конкретном случае надо уточнять и конкретизировать, о корреляции каких качеств эволюционного процесса идет речь. В развиваемой методологии такие различимые качества формируют введенные нерегулярности, и вводимые ниже параметры эволюционных процессов будут определяться через совокупные свойства моментов времени и амплитуд введенны́х нерегулярностей, характеризуя скорость потери корреляционных связей в последовательности рассматриваемых "маркеров".

Рассмотрим эволюционную зависимость функции $V(t)$, характеризующую временны́е изменения для i-ого пространственно-временнóго уровня. Согласно [15], для получения выражения для спектра мощности $S(f)$ удобно представить этот сигнал $V(t)$ в виде суммы двух слагаемых: "сингулярного" $V_s(t)$ (формируется всплесками динамической переменной) и "регулярного" $V_R(t)$ (формируется т.н. "регулярной" частью зависимости $V(t)$, из которой "вычтены" всплески, но сохранены скачки динамической переменной). Согласно [15–19], зависимость $S(f)$, соответствующая i-му пространственно-временнóму уровню, формируется исключительно "сингулярной" частью $V_s(t)$, т.е. всплесками динамической переменной $V(t)$ в низкочастотном пределе $2\pi f T_0^i \ll 1$. В этом случае получаем

$$S(f) = 2\int_0^\infty \Phi_0^i(\eta)\cos(2T_0^i f\eta\pi)d\eta, \tag{3}$$

где введенная функция Φ_0^i характеризует эффективную (с учетом амплитуд всплесков) плотность всплесков в исследуемой эволюции. В соответствии с размерностью [сек] введенной функции $\Phi_0^i(z)$ представим ее в следующей форме:

$$\Phi_0^i(\eta) = (g/4\pi)T_0^i\chi_0(b_0^i\eta), \tag{4}$$

где $\chi_0(b_0^i\eta)$ – безразмерная функция, b_0^i – безразмерный масштабный фактор i-го пространственно-временно́го уровня, g – константа. Тогда имеем

$$S(f) = \frac{g}{K_0\pi}\int_0^\infty \chi_0(x)\cos Zx dx, \quad K_0 \equiv b_0^i/T_0^i, \qquad (5)$$
$$Z \equiv 2f\pi/K_0.$$

Здесь введен масштабно-инвариантный параметр K_0, не зависящий от номера пространственно-временно́го уровня, т.е. K_0 может рассматриваться как инвариант исследуемого процесса. Для функции $\chi(z)$ следует выбрать аппроксимации, адекватно представляющие возможные типы затянутой во времени неэкспоненциальной, нелинейной релаксации в исследуемых системах, сопровождающейся возможными структурными перестройками [15]:

(i) $\chi(z) = z^{-\mu}$, $(0 < \mu < 1)$ – "фликкер-шумовая" аппроксимация;

(ii) $\chi(z) = \exp[-(\lambda_0 z)^s]$, $(0 < s < 2)$ – аппроксимация Леви;

(iii) $\chi(z) = \exp[-(\lambda_0 z)^s - (\nu_0 z)^q]$, $(0 < s < 2;\ q > 2)$ – модифицированная аппроксимация Леви [25], где μ, λ_0, ν_0, а также s и q – параметры. В случае (i) имеем

$$S(f) = (g/\pi K_0 Z^{1-\mu})\Gamma(1-\mu)\sin(\mu\pi/2) \sim 1/f^{1-\mu}. \qquad (6)$$

Здесь $\Gamma(x)$ – гамма-функция.

Для аппроксимации Леви может быть получена аналитическая зависимость $S(f)$, если $s = 0.5$ и $s = 1$ (см. [15]). В частности, в случае $s = 1$ имеем

$$S(f) = \frac{g}{\pi^2}\frac{\lambda_0 K_0}{\left[f^2 + \left(\frac{\lambda_0 K_0}{2\pi}\right)^2\right]}. \qquad (7)$$

Из (5)–(7) следует, что $S(f) \longrightarrow 0$, если в последовательности всплесков нет корреляций, т.е. реализуется распределение Пуассона при $\mu \longrightarrow 0$, $s \longrightarrow 0$, $\lambda_0 \longrightarrow 0$. Очевидно, что по мере уменьшения частоты f неравенство $f \ll 1/(2\pi T_0^i)$ реализуется для большего числа пространственно-временны́х уровней. Выражения (4)–(7) вводят обобщенное понятие самоподобия, включающее как частные случаи ранее используемые определения, характеризующиеся одним масштабным фактором D во всем, формально бесконечном диапазоне изменения переменной z [10]. Последнее свойство соответствует предположению об однородности введенной в (4) функции $\chi_0(z)$, а именно

$$\chi_0(\lambda z) = \lambda^{-D}\chi_0(z), \qquad (4а)$$

где λ – произвольный масштабный фактор. Легко убедиться, что степенная аппроксимация (i) отвечает этому ограничению (при этом $\mu = D$). Аналогичные (4а) соотношения могут быть записаны для математических фракталов [9–10]. В частности, выражение для общей длины $L_n = (4/3)^n$ фрактала фон Кох после n итераций (n = 0, 1, 2, ...) представляется в виде

$$L_n \equiv \chi_0(\lambda_n \cdot 1) = \lambda_n^{-D}\chi_0(1), \quad \lambda_n = (1/3)^n,$$
$$D = \ln(4/3)/\ln 3. \qquad (4б)$$

Укажем, что аппроксимация (ii), сохраняя самоподобие [оно задано (4)–(5)!], на всех масштабах обобщает принятый образ масштабной инвариантности (скейлинга), введенный в теории ренорм-групп [26], отменяя требование коррелированности на бесконечных временах, что приближает введенный образ к реальным объектам Природы. Мы не обсуждаем здесь так называемые мультифракталы [27], формально определяемые через соотношения типа (4а), но с непрерывно изменяющимся в некоторых диапазонах показателем D, а демонстрируем принципиально новую возможность в представлении самоподобия – инвариантности эволюционных зависимостей на различных пространственно-временны́х уровнях, которая открывается на основе (4)–(5) с многопараметрическими аппроксимациями (ii) и (iii).

Заметим, что неравенство $0 < s < 2$ в аппроксимациях (ii) и (iii) обеспечивает положительную определенность величины $S(f)$ при отношении $m = \nu_0/\lambda_0 \sim 1$ и $q \approx 2$–4. Аппроксимация Леви (ii) соответствует случаю, когда спектр мощности не зависит от частоты в пределе $f \ll f_0 \equiv \lambda_0 K_0/(2\pi)$ (случай "потери памяти" на временах, превосходящих $t_м \sim f_0^{-1}$), и падает с ростом частоты по степенному закону f^{-n}, где $n = s + 1$ и $1 < n < 3$ в диапазоне частот: $f_0 \ll f \ll K_0/(2\pi)$. Модифицированное приближение Леви (iii) также соответствует случаю, когда спектр мощности не зависит от частоты при $f \longrightarrow 0$ и падает с ростом частоты как f^{-n}. Однако в этом случае параметр n превышает вышеупомянутую величину $n = 3$ и может соответствовать всему возможному диапазону изменений величин n, если $q \approx 2$–4.

Очевидно, что безразмерный параметр n характеризует степень потери корреляционных связей в последовательности всплесков с учетом их амплитуд на относительно малых интервалах ($\Delta t \ll t_м \sim f_0^{-1}$). Случаи ($ii$) и ($iii$) демонстрируют новые возможности в описании нерегулярностей эволюционных процессов при введении для них нового типа самоподобия. Заметим, что рассматриваемое самоподобие относится к корреляциям среди нерегулярностей лишь одного типа – последовательности всплесков. При этом для описания таких корреляционных связей вводится не один (как в случае фракталов), а несколько (два или более) феноменологических параметров.

При решении практических задач нахождения этих феноменологических параметров вместо рассмотрения аппроксимаций (*ii*)–(*iii*) для общих выражений (5) можно анализировать интерполяционное выражение

$$S(f) \approx g_s[\{\xi_i\};\, \varepsilon,\, \lambda_0 K_0]\frac{\varepsilon^{a_1}(\lambda_0 K_0)^{a_2} U_{av}^{n-1}}{(\lambda_0 K_0/2\pi)^n + f^n} + S_{n0}. \quad (8)$$

Здесь наряду с $\lambda_0 K_0$ и n введены эффективные феноменологические параметры процесса: ε – параметр удельной скорости диссипации энергии в системе; U_{av} – средняя скорость потока энергии в системе, с которой можно связать волновое число $k = f/U_{av}$; g_s – безразмерная функция, связывающая физические параметры $\{\xi_i\}$ рассматриваемой системы с феноменологическими параметрами ε и $\lambda_0 K_0$; показатели степени a_1 и a_2 находятся из соображений размерности; S_{n0} – постоянная составляющая.

Уравнения (5)–(8) формируют первый блок инвариантных параметров, которые характеризуют самоподобие среди наиболее резких нерегулярностей в эволюционном процессе – последовательности динамических всплесков. Эти параметры находятся из сопоставления спектров мощности, рассчитанных на основе экспериментально найденных временных рядов, с уравнениями (5)–(8).

Степенные спектральные зависимости типа (8) характеризуют формирующиеся в сложных динамических диссипативных системах стационарные неравновесные распределения (СНР) частиц (квазичастиц, волн) по импульсам (волновым числам, частотам) и могут быть использованы, с привлечением соображений размерности, для описания разнообразных закономерностей. Здесь важно подчеркнуть, что такие закономерности определяются зависимостью от частоты "сингулярного" слагаемого во временнóй зависимости функции $V(t)$. В связи с этим, а также учитывая неспецифический характер формирования степенных закономерностей типа (8) в самых разнообразных динамических явлениях, мы придаем полученному результату универсальную значимость. Конечно, для обоснования этого вывода в каждом конкретном случае требуются дополнительные аргументы.

По-видимому, наиболее универсальным свидетельством в пользу "сингулярной" природы (8) может стать дополнительная зависимость наблюдаемого спектра мощности от "полного объема" υ (или его аналога) исследуемой системы: $S(f) \sim \upsilon^{-m}$ ($m > 0$). Действительно, закономерности (5)–(8) выражают феномен коррелированности нерегулярных всплесков в эволюционном изменении $V(t)$ в условиях "открытости" системы, реализации в ней диссипативных процессов и прохождения через систему потока энергии. Очевидно, что при увеличении объема системы возрастает вероятность того, что наряду с последовательностями коррелированных динамических всплесков будут независимо от них в "неохваченных" такими флуктуациями частях системы генерироваться динамические флуктуации, порождающие новые, не зависимые от уже существующих последовательности всплесков. В этом случае при большем абсолютном темпе генерированных в системе флуктуаций общая степень их коррелированности упадет, и абсолютная величина $S(f)$ уменьшится. Именно такая ситуация имеет место при анализе низкочастотных шумов в электропроводящих системах (полупроводники, металлические пленки), когда реализуется так называемый закон Хоухе: $S(f) \sim \upsilon^{-m} f^{-n}$ [28]. По-видимому, аналоги указанного закона должны проявлять себя и во всех других системах, где эволюционные изменения $V(t)$ носят нерегулярный характер и реализуется коррелированность в последовательностях динамических флуктуаций.

Классический фликкер-шум в электронопроводящих системах, представляемый зависимостью $S(f) \sim 1/f$, отвечает частному случаю $n \longrightarrow 1$ и $\lambda_0 K_0 \longrightarrow 0$, который формально означает реализацию "памяти на всех временах" в системе и может быть описан на основе (8) при $a_2 = n - 1 \longrightarrow 0$ и выборе в качестве ε параметра с размерностью $[S(f)\ \text{Гц}]^{1/a_1}$. В теории Колмогорова полностью развитой турбулентности, когда параметр ε [см^2/с^3] имеет смысл удельной (приходящейся на единицу массы) скорости диссипации энергии, U – средней скорости гидродинамического потока, а величина $S(f)$ характеризуется размерностью [см^2/с], имеем: $a_1 = (3 - n)/2$ и $a_2 = (3n - 5)/2$. Это означает, что канонический фликкер-шум с "памятью на всех временах" в гидродинамическом потоке с полностью развитой турбулентностью описывается выражением (8) при $\lambda_0 K_0 \longrightarrow 0$ и $n \longrightarrow 5/3$ (закон Колмогорова–Обухова). Заметим здесь, что численные значения параметров $\lambda_0 K_0$ и n определяются внутренней структурой рассматриваемой системы и способностями к локальным структурным перестройкам вследствие реализующихся внутри системы взаимосвязей в условиях проходящих через систему энергетических потоков, а также взаимодействием системы с внешней средой.

Как показано в [15–20], зависимости $\Phi_{(p)}(t)$ формируются лишь скачками динамических переменных $V(t)$. Здесь мы представим только простейшие интерполяционные зависимости для разностных моментов порядка p в случае, когда вклад скачков второго типа пренебрежимо мал

$$\Phi_{(p)}(t) \approx g_1(p)\sigma^p[1 - \Gamma^{-1}(H_1)\Gamma(H_1, \lambda_1 K_1 t)]^p. \quad (9)$$

Здесь σ – дисперсия (среднеквадратичное значение) динамической переменной $V(t)$, т.е. $\sigma^2 = (1/2)\Phi_{(2)}(\infty)$; K_1 – второй масштабно-инвариантный параметр процесса [15]; H_1 – известная константа Хеста [10]; λ_1 – параметр; $\Gamma(s, x)$ – неполная гамма-функция ($x \geq 0$ и $s > 0$). Легко получить в частных случаях

$$\Phi_{(p)}(t) \approx g_1\Gamma^{-p}(1 + H_1)\sigma^p(\lambda_1 K_1 t)^{pH_1}$$
$$\text{при } \lambda_1 K_1 t \ll 1;$$
$$\Phi_{(p)}(t) \approx g_1\sigma^p \times \quad (10)$$
$$\times [1 - \Gamma^{-1}(H_1)(\lambda_1 K_1 t)^{H_1 - 1}\exp(-\lambda_1 K_1 t)]^p,$$
$$\text{при } \lambda_1 K_1 t \gg 1.$$

Уравнения (9)–(10) наряду с более общими выражениями [15] могут быть использованы для получения информации о феноменологических параметрах H_1 и $\lambda_1 K_1$ исследуемой системы на основе сопоставления этих зависимостей с соответствующими выражениями, полученными из экспериментально измеренных временны́х рядов. Заметим, что скачки второго типа должны давать вклад в зависимости $\Phi_{(p)}(t)$ на больших временны́х интервалах, когда $t \gg T_1$. В этом случае добавочные параметры H_2 и $\lambda_2 K_2$ должны быть введены.

Уравнения (9) и (10) формируют второй блок инвариантных параметров, которые характеризуют самоподобие в динамике потери "памяти" о значениях переменной $V(t)$ в некоторые фиксированные моменты времени в ходе эволюции. Эта динамика полностью реализуется через скачки динамической переменной.

Необходимо указать, что мы принципиально различаем параметры, получаемые из спектров мощности и разностных моментов 2-го порядка. В рамках традиционных подходов [2, 3, 10] эти параметры несут одну и ту же информацию, и в случае $n > 1$ имеет место:

$$2H_1 = n - 1, \quad \lambda_1 K_1 = \lambda_0 K_0. \quad (11)$$

Последнее заключение легко понять, рассматривая очевидную связь между $\Phi_{(2)}(x)$ и $S(f)$:

$$\Phi_{(2)}(x) = 4\int_0^\infty [1 - \cos(2\pi f x)]S(f)df \quad (12)$$

и подставляя (8) в (12). В частном случае $n = 2$ указанные связи получаются точно, при других значениях n – приближенно. Найденные в [17, 19] значения параметров, характеризующие функциональные состояния ряда исследованных систем, как правило, не подчиняются указанным соотношениям. В действительности, интерполяционная формула (8), которая используется для нахождения основных параметров спектра мощности, может не отражать некоторые из характерных черт истинной зависимости $S(f)$, которая формирует зависимость $\Phi_{(2)}(x)$ (уравнения (10) и (11)) в соответствии с (12). Более того, интерполяция (8) заведомо неверна во всей бесконечной области интегрирования. Поэтому определяемые нарушения соотношений (11) можно рассматривать как дополнительный аргумент в пользу адекватности развиваемого подхода, согласно которому спектр мощности и разностные моменты (структурные функции) формируются нерегулярностями разных типов – последовательностями динамических всплесков и скачков динамической переменной соответственно. При этом выписанные выше соотношения между параметрами n и H_1, $\lambda_1 K_1$ и $\lambda_2 K_2$ могут выполняться лишь в частном случае [15] – при условии пропорциональности величин реализующихся скачков функции $V(t)$ величинам всплесков в каждой точке нерегулярности и при адекватности интерполяции (8) во всей области интегрирования в (12).

Для ориентировки в величинах параметров, получаемых при сопоставлении (8)–(10) с соответствующими зависимостями, построенными на основе экспериментально найденных временны́х рядов, приведем значения параметров для хорошо известных частных случаев:

а) фиковская диффузия: $2H = 1$, $n = 2H + 1 = 2$;

б) диффузия Леви [29]: $2H = s$, $n = s + 1$, $(0 < s < 2)$; случай $1/2 < H < 1$ отвечает так называемой "усиленной" (enhanced) диффузии; случай $H < 1/2$ – диффузии с "геометрическими стеснениями" (geometric constraints);

в) модифицированное приближение Леви [25]: $H > 2$, $n = 2H + 1 > 3$;

г) полностью развитая турбулентность (закон Колмогора–Обухова):

$$2H = 2/3, \quad n = 2H + 1 = 5/3;$$

д) турбулентная диффузия (пассивная частица в турбулентном потоке):

$$2H = 3, \quad n = 2H + 1 = 4.$$

Сопоставление величин параметров, получаемых из анализа временны́х рядов, с определяемыми для указанных частных случаев позволяет хотя бы качественно представить характер тех сложных процессов, которые обусловливают исследуемую эволюцию.

Укажем также, что дополнительная информация об эволюционном процессе $V(t)$ содержится в его производных d^mV/dt^m по времени разных порядков m ($m \geq 1$), на основе которых для каждого порядка производной вычисляются фурье-спектр $S^{(m)}(f)$ соответствующего автокоррелятора и "разностные моменты" $\Phi_p^{(m)}(\tau)$. Мы здесь не обсуждаем большие технические, но преодолимые трудности дифференцирования временны́х рядов, а обращаем внимание на саму возможность нахождения других блоков инвариантных параметров, характеризующих самоподобие в динамике изменения корреляционных связей и измеряемых величин, "маркируемой" полным набором нерегулярностей, характеризующих исследуемый процесс. Так, при анализе временно́го ряда, соответствующего первой производной dV/dt исследуемого сигнала, вводимые параметры несут дополнительную информацию о степени коррелированности скачков в исходной последовательности, поскольку при дифференцировании θ-функции Хевисайда продуцируют δ-функции, а также о динамике потери "памяти" о значениях производной dV/dt в ходе эволюции, поскольку разрывы производной 1-го порядка при дифференцировании продуцируют θ-функции.

При анализе временного ряда, отвечающего второй производной, d^2V/dt^2, функции $S^{(2)}(f)$ и $\Phi_p^{(2)}(\tau)$ дают дополнительную информацию о динамике нерегулярностей исходного сигнала – степени коррелированности скачков первой производной в исходной последовательности $V(t)$, а также о динамике потери "памяти" о значениях производной d^2V/dt^2 в ходе эволюции. Процедура дифференцирования временно́го ряда с извлечением дополнительных феноменологических параметров исследуемого процесса может быть продолжена. При этом предложенная процедура определения параметров оказывается сходящейся, поскольку повышение порядка производной с необходимостью ведет к получению тождества ($0 \equiv 0$) на некотором шаге дифференцирования, а следовательно, к ограничению общего числа параметров процесса.

То обстоятельство, что значимыми (с точки зрения получения информации о системе) являются не все точки на временно́й оси, а лишь точки "маркеров нерегулярностей", характеризующиеся полным набором возможных нерегулярностей (резких всплесков, скачков и разрывов производной динамических переменных), придает рассматриваемым эволюционным процессам своего рода "полихромизм" – цветовую гамму по типам нерегулярностей. Это тем более важно, что информация о всплесках и скачках получается из анализа разных зависимостей: частотных спектров автокорреляторов и разностных моментов различных порядков соответственно. "Полихромизму" эволюционных изменений динамической переменной $V(t)$, в принципе, можно поставить в соответствие термин "топохронология", введенный Д. Бомом (см. [30]). Выбор этого слова подчеркивает, что наряду с пространственной топологией, характеризующей определенный порядок в расположении объектов относительно друг друга, следует различать, как одно событие или момент времени проявляют себя физически в другом. Другими словами, понятие "топохронология" отражает возможность существования определенных соотношений, в частности, степени коррелированности ("сохранения памяти") между структурно-энергетическими состояниями (их многообразие задается вводимыми параметрами) эволюционирующей системы не только в соседние моменты времени, но на различных временны́х интервалах.

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ

Информация, получаемая о динамике нелинейных диссипативных процессов на основе разностных моментов различных порядков, может быть представлена в альтернативной форме – в виде соответствующей нестационарной функции распределения $P_\tau(\nu)$, вводимой для динамической переменной

$$\nu_\tau(t) = (1/2)[V(t) - V(t+\tau)]. \tag{13}$$

Поскольку $\langle V(t)\rangle = 0$, то выражения для центральных моментов $\mu_p(\tau)$ функции $P_\tau(\nu)$ представляются в виде

$$\begin{aligned}\mu_p(t) &= \langle \nu_\tau^p(t)\rangle \equiv \frac{1}{2^p}\lim\frac{1}{T}\int_{-T/2}^{T/2}[V(t) - V(t+\tau)]^p dt = \\ &= \frac{1}{2^p}\Phi_{(p)}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty}\nu_\tau^p P_\tau(\nu)d\nu.\end{aligned} \tag{14}$$

Известно [31, 32], что определяемая согласно (14) функция распределения $P_\tau(\nu)$ представляется в виде разложения по полиномам Эрмита с интегрирующей гауссовой функцией, а определенные комбинации центральных моментов – семиинварианты (кумулянты) выступают как коэффициенты при указанных полиномах:

$$\begin{aligned}P_\tau(\nu) &= \frac{1}{(2\pi)^{1/2}\sigma_\tau}\exp\left(-\frac{\theta_\tau^2}{2}\right)\times \\ &\times\left[1 - \frac{\kappa_3(\tau)}{3!}\theta_\tau(3-\theta_\tau^2) + \frac{\kappa_4(\tau)}{4!}(3 - 6\theta_\tau^2 + \theta_\tau^4) - \ldots\right].\end{aligned} \tag{15}$$

Здесь

$$\begin{aligned}&\theta_\tau \equiv \nu_\tau/\sigma_\tau, \quad \sigma_\tau^2 \equiv \mu_2, \quad \kappa_3 \equiv \mu_3/\sigma^3, \\ &\kappa_4 \equiv \mu_4/\sigma^4 - 3.\end{aligned} \tag{16}$$

Анализ функций распределения (15) при вариации параметра смещения τ проявляет сложную динамику нелинейных релаксационных процессов в исследуемых системах. Очевидно, что в пределе больших значений τ ($\tau \longrightarrow \infty$), заведомо превосходящих все возможные характерные времена переходных процессов в системе [$\tau \gg \{(\lambda_0 K_0)^{-1}, (\lambda_1 K_1)^{-1}, (\lambda_2 K_2)^{-1}, \ldots\}$], когда какие-либо корреляции между величинами $V(t)$ и $V(t+\tau)$ отсутствуют, все центральные моменты нечетного порядка $\mu_{2k+1}(\tau) \longrightarrow 0$ и функция $P_\tau(\nu)$ при прибавлении к ней функции $[P(V) - P(-V)]/2$ переходит в плотность распределения вероятности $P(V)$ для динамической переменной $V(t)$, если $P(V) = P(-V)$. В случае изотропных систем, например, полностью развитой турбулентности в однородной среде, зависимости $P(V)$ симметричны относительно значения $V = 0$, поскольку в таких системах может реализоваться лишь мономодальное (с одной величиной среднего значения) распределение.

Очевидно, что для пространственно неоднородных систем может реализоваться набор распределений относительно различных средних значений, приводящий либо к полимодальным [33], либо к асимметричным [34] зависимостям $P(V)$, когда $P(V) \neq P(-V)$. Можно ожидать, что анализ нестационарных распределений (15)–(16) привнесет новое знание об особенностях динамики сложных систем в процессе их эволюции.

ИНФОРМАЦИОННАЯ ЗНАЧИМОСТЬ ВВОДИМЫХ ПАРАМЕТРОВ

Предлагаемая в данной работе методология основана на постулате об определяющей информационной значимости нерегулярностей в поведении измеряемой динамической переменной (временнóй или пространственной) с введением представлений об их *различимости* (по типам нерегулярностей) и *самоподобии в упорядоченности*. Последнее качество фактически конкретизирует и заменяет достаточно расплывчатый термин темпоральности (temporality), вводимый в абстрактной теории информации [35]. По крайней мере, постулат о самоподобии эволюции на различных пространственно-временны́х уровнях явно иллюстрирует прагматическое звучание введенного образа для зависимости $V(t)$. Действительно, вся информация, соответствующая эволюционным изменениям каждого из типов вводимых "цветов-нерегулярностей", получается при осуществлении конкретных вычислительных процедур – из сопоставления получаемых выражений для спектров мощности и разностных моментов различных порядков с соответствующими зависимостями, вычисляемыми из временны́х рядов. Тем самым выполняются все основные требования абстрактной теории информации – принципиальная *узнаваемость* (с возможностью получения соответствующих численных характеристик) *различимых нерегулярностей* в поведении измеряемой динамической переменной.

Изложенный алгоритм введения динамических параметров процесса позволяет сформировать две последовательности параметров – безразмерных ($n, H_1, H_2, \ldots$) и размерных ($\lambda_0 K_0, \lambda_1 K_1, \lambda_2 K_2, \ldots$), которые достаточно полно и однозначно характеризуют состояние эволюционирующей системы, выступая как ее "паспортные данные". При этом совокупность размерных параметров имеет смысл компонентов вектора динамической **K**-энтропии Колмогорова. В отличие от обычно вводимого (см. [2]) значения энтропии Колмогорова как скаляра, в данном подходе вводятся параметры скорости потери информации по конкретным видам *различимых нерегулярностей* процесса – по "различным цветам" эволюции. Очевидно, что такая информация более полна, нежели содержащаяся в традиционно вводимых видах динамической энтропии. Необходимо заметить, что на недостаточность энтропии Колмогорова–Синая для параметризации динамического состояния нелинейных диссипативных систем ранее уже указывалось [36].

Очевидно, что такой феноменологический подход не вскрывает конкретной физической сущности вводимых параметров, в то же время обусловливая универсальность и неспецифичность развитой методологии, пригодной для анализа динамики систем разной как естественнонаучной, так и гуманитарной сущности. Физическое содержание каждого из типов указанных нерегулярностей в каждом конкретном случае должно выявляться либо из соответствующих физических моделей (преимущественно в естественнонаучных исследованиях), либо из расчетов на основе определенных соглашений о соответствии вводимых нерегулярностей определенным смысловым или формальным символам в изучаемых пространственных или временны́х структурах (последовательность нуклеотидных оснований в ДНК, литературные или музыкальные тексты, фрагменты художественных полотен, временна́я последовательность исторических событий, звуковые сигналы животных и т.д.).

О МЕТАФИЗИЧЕСКОЙ СУЩНОСТИ ФИЗИЧЕСКИХ ЗАКОНОВ

Очевидно, что рассматриваемая "модель-карикатура" $V(t)$ представляет собой a priori ненаблюдаемый, чисто идеальный (с "нулевым носителем") – метафизический образ. Хотя разговоры о метафизике и попытках постижения сущности трансцендентного пока еще часто относят к разряду "антинаучных", такие мнения скорее основываются на незнании предмета, имеющем свою известную историю. Медленно, но верно к нам возвращаются необоснованно отвергаемые многие годы истины. И приходит понимание, что именно "метафизика хочет познать бытие в его целом, постигнуть сущность, первооснову, ...первопричину бытия, из которой вытекает вся видимая множественность его" [37], что именно метафизические образы составляют основу гносеологии и что фактически в основе наиболее общих физических теорий [21] (классический механизм Ньютона, квантовой механики, инфляционной модели формирования Вселенной, теории струн и др.) "лежат гипотетические предположения о ненаблюдаемых сущностях и скрытых механизмах природных явлений" [38].

Легко понять, что скрытость "первичных механизмов", различия между сущностью исследуемых процессов и тем, как эти процессы проявляются в измерениях [39], обусловлена инерционностью реальных систем и неизбежностью различного рода ошибок измерений. Фактически мы имеем ситуацию, описанную Платоном, когда по наблюдению теней на стене пещеры наблюдатель должен делать заключения о сущности фигур, от которых эти тени отбрасываются. Платоновский образ оказывается универсальным. Поэтому любая научная конструкция должна (вынуждена!) исходить из метафизических принципов [40], и метафизические аргументы следует свободно использовать и рассматривать как законный рабочий инструмент для проработки новых идей в физике и математике [30, 41]. Здесь следует добавить, что "всякая метафизика, во-первых, есть смешение границ либо между отдельными науками, либо между отдельными областями культуры и, во-вторых, *всякая метафизика есть реализм понятий*, поскольку она продукты какой-нибудь частной науки гипостазирует в истинное бытие" [37]. Именно гипотетические предположения о ненаблюдаемых сущностях, формируя "реализм понятий", "представляют собой основные принципы теории, из которых дедуктивным путем выводится все остальное ее содержание. Эти принципы не могут быть получены путем индуктивного обобщения опытных данных. Они всегда – результат догадки и интуиции, навеянных экспериментом. Они о том, что в настоящий момент не может стать предметом опытного исследования, и в этом смысле они принадлежат сфере метафизики" [38].

Беспрецедентный пример в истории физики дает квантовая механика, которая не только прекрасно описывает все известные в физике явления на уровне атомных объектов, но и демонстрирует свою предсказательную силу. В то же время квантовая механика – теория в высшей степени абстрактная. В основе ее – априорные, чисто метафизические конструкции с математическим аппаратом, обеспечивающим детерминизм и временную обратимость уравнений для волновой функции, а также чисто априорное, метафизическое представление о "коллапсе волновой функции", который реализуется в процессе измерения – взаимодействия с классическим объектом (прибором), приводя к индетерминизму и необратимости.

В использовании метафизических образов нет ничего удивительного, поскольку "целью физики является не отыскание наглядного и понятного для всех механизма явлений, а предсказание и объяснение явлений из минимума принципов, которые, сами по себе, могут быть далеко не очевидными... . Последней основой нашего знания является не чувственный опыт и основанная на нем система проверок, как думали позитивисты, а система категориальных (метафизических) интуиций, в которых происходит упорядочение опыта и которые, сами по себе, не зависят от опыта и не проверяются им. Логика – часть этой высшей структуры мышления, ее утверждения метафизичны в полном смысле этого слова, ибо они не взяты из опыта и не поддаются опытной корректировке, и, вместе с тем, они являются необходимой структурой мышления, основой строгости и всякой возможной проверки" [42]. Именно такой логической схеме, в основе которой – чисто метафизический образ "временного фрактала", и следуем мы в связи с задачей построения общей феноменологической теории эволюции нелинейных диссипативных систем.

Развитые представления об эволюции находятся в удивительном соответствии с рядом философских воззрений (А. Шопенгауэр, С. Кьеркегор, Ф. Ницше, В. Дильтей, А. Бергсон) [43], согласно которым эволюционный процесс состоит в реализации "прыжка" от одного состояния к другому, а "мгновение – это и есть форма выражения прыжка", причем для каждого состояния (фактически речь идет о "макросостояниях", представляющих собой большую совокупность "микросостояний") свойственна своя структурная организация ("система связей").

Этот образ достаточно понятен в простых системах, в частности, при анализе динамических флуктуаций в твердофазной системе (в условиях прохождения электрического тока, при механоактивации, при каталитических превращениях и т.д.), когда каждое из локальных макросостояний системы представляет собой совокупность взаимосвязанных структурно-неравновесных (метастабильных) состояний [5, 15]. Фактически, в вводимом образе содержится понимание скрытой сущности эволюции и реализуется путь "от познания сущего к познанию бытия" [44]. В общем случае в единстве и изменчивости структурно-энергетических факторов при скачкообразном характере переходов между смежными состояниями и следует рассматривать эволюционный процесс для нелинейных диссипативных систем самой разной сущности. Последующий опыт, который должен включать в себя не только всестороннее использование излагаемых представлений в физико-химических и других исследованиях, но и проверку "полезности" развиваемого подхода на нерешенных пока задачах прогнозирования сложных природных явлений, позволит оценить адекватность выдвигаемой гипотезы о полихромной фрактальности эволюционных процессов разной сущности.

"СТРЕЛА ВРЕМЕНИ" И ИНДЕТЕРМИНИЗМ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ КАК РЕЗУЛЬТАТ РАСШИРЕНИЯ ВСЕЛЕННОЙ

Отметим некоторые из интересных проблем, для решения которых развитый подход может оказаться плодотворным. Одна из таких проблем – переложение на язык чисел и параметров законов биологической эволюции, реализующейся, как установлено к настоящему времени, не как процесс непрерывного развития, а посредством резких всплесков и скачков [45]. Несомненный интерес представили бы приложения развиваемой методологии к анализу пространственных структур разной сущности, формирование которых можно рассматривать как нелинейный динамический процесс в условиях воздействия сторонних источников энергии – шероховатостей поверхности твердых тел [46], структуры почв [47], крупномасштабной структуры Вселенной [48]. Как отмечалось в [48], спектр мощности, соответствующий крупномасштабному распределению масс во Вселенной, имеет характерный колмогоровский вид. Он может определяться, как и в случае развитой турбулентности, нелинейной динамикой сталкивающихся скоплений масс разных масштабов при постоянно идущих диссипационных процессах в условиях действия сторонних для основной части видимой Вселенной мощных источников энергии – гамма-барстеров [49]. Для получения нового знания об этих крайне интригующих объектах окраины нашего мира, которые, возможно, являются планковскими объектами и реализуют перманентность "Большого взрыва" (см. [16]), крайне информативным мог бы оказаться анализ пространственных распределений масс во Вселенной в различных направлениях с нахождением совокупностей параметров для соответствующих спектров мощности и разностных моментов.

Развитые представления помогают продвинуться в понимании одного из фундаментальных вопросов естествознания, впервые осознанного более 100 лет назад Больцманом – генезиса "стрелы времени", природы необратимости реальных процессов при обратимости уравнений динамики. В работе [15] эта проблема разрешается в принципиальном плане с привлечением "свидетеля", индикатора такой необратимости – "равновесного" фликкер-шума [50, 51]. "Равновесный" фликкер-шум был зафиксирован при измерении флуктуаций напряжения на электронопроводящих образцах разной природы (полупроводниковые пленки, металлы, угольные резисторы) в "термодинамически равновесной системе" ("термостате") в отсутствие электрического тока. Естественно связать этот феномен со структурной неравновесностью реальных объектов [52, 53], которые никогда не являются идеальными монокристаллами с концентрацией точечных дефектов "по Больцману", и с реализацией в таких случаях направленных тепловых потоков между термостатом и структурно-неравновесными фрагментами реальных твердотельных систем. Заметим, что развитию аномальных по величине, "сверхтемпературных" флуктуаций, генерирующих фликкер-шум в рассматриваемых твердофазных системах при их контакте с термостатом, могут способствовать локальные растягивающие механические напряжения, неизбежно возникающие в реальном твердом теле [53, 54].

При анализе обсуждаемых тепловых потоков термостат следует рассматривать как динамическую систему, в которой в общем случае могут реализовываться перестройки структурно-неравновесных фрагментов материала, из которого термостат изготовлен. Это означает, что наряду с уравнениями эволюции для анализируемого объекта необходимо дополнительно рассматривать уравнения эволюции самого термостата и выписывать потоки энергии и энтропии, которыми такой термостат обменивается с окружением. Адекватные оценки возникающих тепловых потоков между изучаемым объектом и термостатом фактически сделать невозможно, прежде всего, из-за реальной неконтролируемости структуры термостата.

Тем не менее можно утверждать, что существенное осложнение эволюции единой системы – анализируемого объекта и термостата заведомо исключает возможность обратимости эволюции данной системы в реальном времени вследствие возможных структурных перестроек матрицы термостата. Необходимость учета структурных перестроек в термостате в ходе эволюции системы в целом обусловливает практически неконтролируемый рост не только числа степеней свободы обобщенной динамической системы, но и существенное усложнение динамики отдельной обобщенной координаты вследствие увеличения числа воздействующих на ее эволюцию факторов. Эти обстоятельства существенно осложняют поиск адекватных выражений для оператора эволюции системы в целом, однако с очевидностью приводят к реальной необратимости даже на уровне отдельной траектории. Поэтому можно утверждать, что в ходе эволюции диссипативной нелинейной подсистемы обратимость a priori не может реализоваться в реальном времени, и эволюция должна осуществляться в соответствии со вторым началом термодинамики. В этом случае термодинамические силы, действующие в ходе эволюции рассматриваемой системы в целом, включая термостат, изменяются таким образом, чтобы в каждом из образующихся стационарных состояний реализовывался локальный минимум возможного производства энтропии [55].

Наблюдение в реальных твердофазных системах "равновесного" фликкер-шума, отражающего динамику перераспределения структурной или упругой энергии в матрице с возможными локальными перестройками ее структурно-неравновесных фрагментов, указывает на то, что релаксационные потоки энергии и энтропии в структурно-неравновесных нелинейных системах проявляют себя в генерируемых последовательностях всплесков динамических переменных, а не в пуассоновской последовательности относительно малых по величине зависящих от температуры флуктуаций – белом шуме. Это означает, что фликкер-шум может рассматриваться как индикатор "стрелы времени". Весь проведенный анализ основывался на предположении, что рассматриваемый термостат идеально "держит" заданную температуру и обменивается тепловыми потоками только с рассматриваемой подсистемой. Очевидно, что это не так.

Любой реальный термостат a priori следует считать взаимодействующим с внешними по отношению к нему системами, которые, стабилизируя его температуру, способствуют происходящим в его материале структурным перестройкам. Фактически каждый термостат оказывается "вложенным" в систему с большей суммарной энергоемкостью, и в силу этого он не может рассматриваться как идеальный. Достаточно указать, что идеальным термостатом не является даже Вселенная с реликтовым излучением, температура которого в переживаемый нами отрезок эволюции составляет около 2.7 K [56]. Все это не только усиливает реальную необратимость динамики произвольных диссипативных систем, но и фактически означает, что необратимость абсолютна. Такая логика приводит к решению проблемы "стрелы времени" и к утверждению фликкер-шума в качестве одного из ее индикаторов.

При этом, конечно, вопрос о том, каким образом приведенные выше аргументы об абсолютной невозможности введения абсолютного термостата могут быть использованы для вывода из уравнения Лиувилля конкретных уравнений эволюции, содержащих конкретную информацию о динамике структурных перестроек в реальном термостате, пока остается открытым. Для решения этого вопроса в каждом конкретном случае, прежде всего, следует понять, какая информация о динамике твердофазной системы может быть получена из анализа фликкер-шума на основе изложенной в данной работе методологии.

С проблемой "стрелы времени" тесно связана [57] уже упоминавшаяся выше другая фундаментальная проблема современной физики, связанная с выявлением роли классического прибора в процессе измерения состояния квантового объекта. Как отмечалось выше, природа индетерминизма в квантовой механике – принципиальной невозможности измерения с наперед заданной точностью положения и импульса квантовой частицы есть следствие того, что измеряемая квантовая частица, воздействующая на измерительный прибор, и прибор, взаимодействующий с квантовой частицей, составляют единую систему [58]. Согласно В.А. Фоку [1], «мы можем назвать "прибором" такое устройство, которое, с одной стороны, может взаимодействовать с микрообъектом и реагировать на его воздействия, а с другой стороны, допускает с точностью, достаточной для данной цели, классическое описание (и, следовательно, не нуждается в дальнейших "средствах наблюдения"). Следует сразу же заметить, что в этом определении прибора совершенно несущественно, сделан ли "прибор" человеческими руками или он представляет естественное, удобное для наблюдения, сочетание внешних условий, в которые помещен микрообъект. Важно лишь то, что эти условия, как и собственно средства наблюдения, должны описываться классически».

Поскольку процесс измерения происходит во времени, состояние классического объекта вследствие указанного взаимодействия не может считаться строго заданным и определенным, равно как и состояние квантовой частицы. И именно на это обстоятельство указывает "равновесный фликкер-шум", являющийся показателем коррелированных изменений фрагментов метастабильной структуры материала измерительного прибора в течение времени [15]. Это означает, что такой инструмент не может рассматриваться как некий стандарт и определять однозначно динамику перехода в квантовой подсистеме. Фактически, фликкер-шумовые, макроскопические флуктуации в классическом инструменте могут восприниматься как так называемые "скрытые параметры", объективное существование которых иногда обсуждается в связи с проблемами индетерминизма в квантовой физике.

Развитая в данной работе методология анализа флуктуационных динамических явлений может быть использована для количественного исследования динамики макрофлуктуаций, генерируемых в "инструменте" в самом процессе измерения квантового состояния системы (в рабочем теле лазеров, в ряде полупроводниковых приборов, в

СКВИДах). Предлагается вместо прямого постулирования Копенгагенской интерпретации с Принципом дополнительности или признания существования гипотетических “скрытых параметров” проанализировать флуктуационные фликкер-шумовые динамические явления количественно. Реализация такой программы может привести к онтологическому переосмысливанию квантовой механики – переносу ее метафизических основ в другую плоскость, а именно, – к Антропному принципу [16], “Большому взрыву”, термодинамической открытости видимой Вселенной. Тем самым появляется возможность перевести в область научного исследования и количественного анализа многочисленные дискуссии, которые ведутся уже более 70 лет в связи с Копенгагенской интерпретацией квантовой механики. Что касается принципиальной стороны вопроса, то, по нашему мнению, индетерминизм в квантовой механике, равно как и генезис “стрелы времени” – не только следствие нашего незнания точных начальных условий [21], но и результат расширения видимой Вселенной.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Глобальные динамические модели рассматриваемого типа и развитая методология анализа состояния и динамики сложных нелинейных систем помогают также воспринимать адекватно уровень антропогенных воздействий на биосферу и получать, в рамках активного диалога с Природой, ответы на вопросы, крайне важные для реализации парадигмы поддерживаемого (“устойчивого”) развития. Примеры таких вопросов следующие.

1) Насколько существенен антропогенный вклад в наблюдаемое в последние двадцать лет понижение общего содержания озона (ОСО) в атмосфере и связан ли обсуждаемый антропогенный фактор в большей мере с хладагентами, нежели с другими факторами антропогенной (рост концентрации аэрозоля) и неантропогенной (потоки восстановительных флюидов эндогенной природы [59]) сущности, влияющими на динамику атмосферы в целом? Не является ли наблюдаемый феномен в большей мере следствием естественных процессов в термодинамически открытой системе Земля–атмосфера, и фиксируемое некоторое снижение ОСО по прошествии некоторого времени сменится возрастанием (вспомним историю с понижением уровня Каспийского моря в 70-х годах, сменившимся значительным повышением уровня)? (Такие вопросы вполне обоснованы, поскольку в настоящее время ни одна из существующих динамических моделей озонового слоя не может считаться адекватной.)

2) Насколько существенна роль диоксида углерода, испускаемого в атмосферу в результате хозяйственной деятельности человека, в широко обсуждаемый феномен глобального потепления? Имеющиеся на этот счет оценки об определяющей роли антропогенного фактора в фиксируемое в последние десятилетия некоторое возрастание средней температуры тропосферы при термодинамической открытости системы Земля–атмосфера, значительной “энергонасыщенности” атмосферы и при условии, что основной “кладовой” углекислоты является океан, также не могут считаться достаточно обоснованными. При этом изменения термических и циркуляционных режимов в Мировом океане, которые надежно фиксируются с помощью современных методов, могут приводить к гораздо бóльшим динамическим флуктуациям параметров атмосферы, нежели так называемый парниковый эффект.

3) Какова роль “внешних” для Земли факторов (динамика движения планет Солнечной системы, обусловливающая сложное неинерциальное движение Солнца и Земли относительно барицентра – центра масс Солнечной системы [5]; вариации солнечной активности [20], солнечного ветра, интенсивности потока галактических космических лучей [60] и др.) в инициировании глобальных природных явлений, таких как Эль-Ниньо или крупнейшие землетрясения, извержения вулканов? Насколько можно прогнозировать такие феномены и избегать гигантских людских и финансовых потерь?

4) Насколько адекватно можно оценивать состояния природных систем разной сущности? Насколько эффективно используются богатства Природы, ее ресурсы в организации промышленных и сельскохозяйственных производств с переработкой получаемой продукции? В частности, развитая методология анализа временных рядов может быть использована для решения конкретных вопросов сельского хозяйства (например, для “паспортизации” структуры (и качества!) вспаханной почвы, для корректировки устанавливаемых цен, и т.д.).

5) Насколько изменяющаяся среда обитания, внешние эндогенные и экзогенные факторы могут определять историческое развитие этноса, государства, и насколько генетические и биоэнергетические показатели этноса наряду с фактором численности [61] могут рассматриваться в качестве адекватных параметров его эволюции? Иначе: возможна ли теоретическая история [61, 62]? Ответы на эти вопросы могут выражать (в том числе, в числах) исторический опыт человечества.

6) Насколько развитая методология анализа временных рядов может быть использована для создания новых методов медицинской диагностики; или иначе: насколько характер длинновременных корреляций в фиксируемых медицинских показателях (электроэнцефалограммы, электрокардиограммы, сердечные биения, пульс и т.д.) может

рассматриваться как важный показатель функциональной активности отдельных органов и организма в целом?

7) Каким образом можно адекватно оценивать состояние генофонда человечества и живых существ Земли? Какова роль антропогенных факторов в перманентных генетических вариациях? Острота этой проблемы усиливается в связи с предсказанным [61] выходом предельной численности населения Земли на уровень 14 млрд. человек к началу 20-х годов будущего века. С каким генетическим потенциалом человечество придет к этому рубежу? От этого будет зависеть дальнейшая судьба цивилизации.

Данная работа представляет собой попытку проанализировать многообразие естественно-научных и некоторых философских проблем, возникающих при поиске языка общения с Природой в новых условиях – при потенциальной опасности надвигающейся экологической катастрофы, когда все государственные и межгосударственные приоритеты должны быть отданы разработке стратегии сохранения цивилизации и реализации таким образом выбранного пути.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 96-15-97608) и гранта INTAS-97-30770.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Фок В.А.* // Успехи физ. наук. 1957. Т. 62. № 4. С. 461.
2. *Шустер Г.* Детерминированный хаос. Введение. М.: Мир, 1988. 240 с.
3. *Берже П., Помо И., Видаль К.* Порядок в хаосе. О детерминистском подходе к турбулентности. М.: Мир, 1991. 368 с.
4. *Трубников Б.А.* // Природа. 1993. № 11. С. 3.
5. *Тимашев С.Ф.* // Рос. хим. журн. 1996. Т. 40. № 2. С. 113.
6. *Пригожин И., Стенгерс И.* Порядок из хаоса. Новый диалог человека с природой. М.: Прогресс, 1986. 432 с.
7. *Berry T.* The Dream of the Earth. San Francisco: Sierra Club Nature and Natural Phylosophy library, 1990. 247 p.
8. *Тимашев С.Ф.* // Успехи химии. 1991. Т. 60. № 11. С. 2292.
9. *Mandelbrot B.B.* The Fractal Geometry of Nature. N.Y.: W.H. Freeman and Company, 1982. 464 p.
10. *Feder J.* Fractals. N.Y.; L.: Plenum Press, 1988. 283 p.
11. *Пайтген Х.-О., Рихтер П.Х.* Красота фракталов. Образы комплексных динамических систем. М.: Мир, 1993. 176 с.
12. *Данилов Ю.А.* // Шумовые и деградационные процессы в полупроводниковых приборах. Материалы докладов международного научно-технического семинара (Москва, 16–19 ноября 1998 г.). М., 1999. С. 5.
13. *Bak P.* How Nature works. The Science of Self-Organized Criticality. Oxford: Oxford University Press, 1997. 212 p.
14. *Kantz H., Schreiber T.* Nonlinear Time Series Analysis. Cambridge: Cambridge University Press, 1997. 304 p.
15. *Тимашев С.Ф.* // Рос. хим. журн. 1997. Т. 41. № 3. С. 17.
16. *Тимашев С.Ф.* // Там же. 1998. Т. 42. № 3. С. 18.
17. *Тимашев С.Ф., Крученицкий Г.М., Будников Е.Ю. и др.* // Атлас временны́х вариаций природных, антропогенных и социальных процессов. Т. 2. Циклическая динамика в природе и обществе. М.: Научный мир, 1998. Гл. 38. С. 386.
18. *Timashev S.F.* // Annals of the New York Academy of Sciences, N. Y.: Proceedings of the Int. Workshop Tempos in Science and Nature (Siena, 23–26 Sep. 1998). 1999. V. 879. P. 129–142.
19. *Timashev S.F., Budnikov Yeg.Yu., Kostuchenko I.G. et al.* // Mathematical Models of Non-linear Excitation, Transfer, Dynamics and Control in Condenced Systems and Other Media / Ed. by L.A. Uvarova. N.Y.: Plenum Publishing Corporation, 1999. P. 17–50.
20. *Kostuchenko I.G., Timashev S.F.* // Int. J. Bifurcation and Chaos. 1998. V. 8. № 4. P. 805.
21. *von Weizsacker C.F.* // Time, Temporality, Now. Experiencing Time and Concept of Time in an Interdisciplinary Perspective / Ed. by H. Atmanspacher, E. Ruhnau. Berlin; Heidelberg; N. Y.: Springer-Verlag, 1997. P. 91.
22. *Ruhnau E.* // Ibid. P. 53.
23. *Владимиров В.С.* Уравнения математической физики. М.: Наука, 1967.
24. *Френкель Я.И.* На заре новой физики. Л.: Наука, 1970. С. 307–308.
25. *Timashev S.F., Bessarabov D.G., Sanderson R.D., Lakeev S.G.* // J. Membrane Sci. In press.
26. *Fisher M.E.* // Rev. Mod. Physics. 1998. V. 70. № 2. P. 653.
27. *Paladin G., Vulpiani A.* // Phys. Rep. 1987. V. 156. № 4. P. 147.
28. *Buckingham M.J.* Noises in the Electronic Devices and Systems. Chichester: Ellis Horwood, 1983.
29. *Суханов А.Д., Тимашев С.Ф.* // Журн. физ. химии. 1998. Т. 72. № 11. С. 2073.
30. *Hiley B.J., Fernandes M.* // Time, Temporality, Now. Experiencing Time and Concept of Time in an Interdisciplinary Perspective / Ed. by H. Atmanspacher, E. Ruhnau. Berlin; Heidelberg; N. Y.: Springer-Verlag, 1997. P. 365.
31. *Крамер Г.* Случайные величины и распределения вероятностей. М.: Изд-во иностр. лит., 1947.
32. *Туницкий Н.Н., Каминский В.А., Тимашев С.Ф.* Методы физико-химической кинетики. М.: Химия, 1972. 198 с.
33. *Шноль С.Э., Пожарский Э.В., Коломбет В.А. и др.* // Рос. хим. журн. 1997. Т. 41. № 3. С. 30.
34. *Bramwell S.T., Holdsworth P.C.W., Pinton J.-F.* // Nature. 1998. V. 396. № 6711. P. 552.

35. *Lyre H.* // Time, Temporality, Now. Experiencing Time and Concept of Time in an Interdisciplinary Perspective / Ed. by H. Atmanspacher, E. Ruhnau. Berlin; Heidelberg; N. Y.: Springer-Verlag, 1997. P. 81.
36. *Atmanspacher H.* // Ibid. P. 327.
37. *Гессен С.И.* // Логос (Международный ежегодник по философии культуры). Книга первая. М.: Мусагет, 1910. С. 118–156.
38. *Мамчур Е.А., Тьян Ю. Цао* // Вопросы философии. 1998. № 4. С. 150.
39. *Klose J.* // Time, Temporality, Now. Experiencing Time and Concept of Time in an Interdisciplinary Perspective / Ed. by H. Atmanspacher, E. Ruhnau. Berlin; Heidelberg; N. Y.: Springer-Verlag, 1997. P. 23.
40. *Dalenoort G.J.* // Ibid. P. 179.
41. *Огурцов А.П.* От натурфилософии к теории науки. М.: Изд-во ИФРАН, 1995. С. 151.
42. *Перминов В.Я.* // Бесконечность в математике. Философские и исторические аспекты / Под ред. А.Г. Барабашева. М.: "Янус-К", 1997. С. 199–221.
43. *Арлычев А.Н.* // Вопросы философии. 1998. № 6. С. 133.
44. *Франк С.Л.* // Там же. 1995. № 9. С. 178.
45. *Sole R.V., Manrubia S.C.* // Phys. Rev. E. 1997. V. 55. № 4. P. 4500.
46. *Morel S., Schmittbuhl J., López J.M., Valentin G.* // Ibid. 1998. V. 58. № 6. P. 6999.
47. *Yordanov O.I., Guissard A.* // Physica A. 1997. V. 238. P. 49.
48. *Pen U.-L., Seljak U., Turok N.* // Phys. Rev. Letters. 1997. V. 79. P. 1611.
49. *Meegan G.A., Pendleton G.N., Briggs M.S. et al.* // Astrophys. J. Suppl. 1996. V. 106. P. 65.
50. *Бочков Г.Н., Кузовлев Ю.Б.* // Успехи физ. наук. 1983. Т. 141. С. 151.
51. *Voss R.F., Clarke J.* // Phys. Rev. B. 1976. V. 13. P. 556.
52. *Тимашев С.Ф.* // Докл. АН СССР. 1987. Т. 295. № 3. С. 661.
53. *Тимашев С.Ф.* // Там же. 1984. Т. 279. С. 1407.
54. *Жигальский Г.П.* // Письма в ЖЭТФ. 1991. Т. 54. С. 510.
55. *Гленсдорф П., Пригожин И.* Термодинамическая теория структуры, устойчивости и флуктуаций. М.: Наука, 1973.
56. *Mather J.C., Cheng E.S., Eplec R.E. et al.* // Astrophys. J. Letters. 1990. V. 354. P. L37.
57. *Primas H.* // Time, Temporality, Now. Experiencing Time and Concept of Time in an Interdisciplinary Perspective / Ed. by H. Atmanspacher, E. Ruhnau. Berlin; Heidelberg; N. Y.: Springer-Verlag, 1997. P. 243.
58. *Amann A.* // Ibid. P. 267.
59. *Сывороткин В.Л.* Рифтогенез и озоновый слой. М.: АОЗТ Геоинформмарк, 1996. 68 с.
60. *Svensmark H.* // Phys. Rev. Letters. 1998. V. 81. № 22. P. 5027.
61. *Капица С.П., Курдюмов С.П., Малинецкий Г.Г.* Синергетика и прогнозы будущего. М.: Наука, 1997. 286 с.
62. *Тимашев С.Ф.* // Учение Л.Н. Гумилева: опыт осмысления. Вторые Гумилевские чтения. М., 1998. С. 32.