

**Санкт-Петербургский государственный университет**

*Ф.М. Куни, А.К.Щекин, Т.Ю.Новожилова*

**СОКРАЩЕННОЕ СТАТИСТИЧЕСКОЕ  
ОПИСАНИЕ МАКРОСКОПИЧЕСКИХ  
СИСТЕМ**

*Учебно-методическое пособие*

**Санкт-Петербург  
2009**

УДК 526.423.4, 531.528

Р е ц е н з е н т :

докт. физ.-мат. наук, проф. *В.П.Романов*. (С.-Петербург. гос. ун-т)

*Печатается по постановлению  
Ученого совета физического факультета  
С.-Петербургского государственного университета*

Куни Ф.М., Щекин А.К., Новожилова Т.Ю.  
Сокращенное статистическое описание макроскопических систем:  
Учебно-метод. пособие. — СПб., 2009. — 17 с.

Обсуждено понятие о полном статистическом описании макроскопической системы. Приведены важные примеры сокращенного статистического описания макроскопической системы, в которых параметрами описания служат одночастичная функция распределения и соответственно плотности сохраняющихся величин. Выявлены условия, при которых эти параметры относительно медленно меняются во времени и, следовательно, успевают проявиться на практике. На строгой динамической основе сформулированы общие принципы вывода управляющих уравнений, которые определяют развитие во времени интересных для практики параметров сокращенного описания.

**ББК 22.317**

© Ф. М. Куни,  
А. К. Щекин,  
Т. Ю. Новожилова, 2009  
© С.-Петербургский  
государственный  
университет, 2009

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В природе нам повсеместно приходится иметь дело с макроскопическими телами, т.е. с телами, состоящими из колоссального числа частиц. Сами частицы – атомы, молекулы, ионы и т.п. – принадлежат при этом к сравнительно небольшому числу сортов; часто они оказываются вообще одинаковыми в пределах всего макроскопического тела.

Как механическая система взаимодействующих частиц, макроскопическое тело требует грандиозного числа переменных для задания своего состояния. Изучать такую систему чисто механически, т.е. непосредственно решать ее уравнения движения (классические или квантовые), абсолютно нереально.

Механическое изучение отнюдь не требуется и практически. Оно является излишне детальным. Действительно, в любом реальном эксперименте свойства макроскопического тела воспринимаются как результат коллективного поведения его частиц сразу за достаточно большой промежуток времени. Соответственно и из всех мыслимых физических характеристик тела проявляются на практике лишь те, которые меняются достаточно медленно. Каковы именно величины, выделяющиеся большими масштабами времен своего характерного изменения, зависит от динамики системы и от тех условий, в которых система находится. Чтобы предсказать значения таких величин, достаточно знать огрубленные характеристики состояния системы – параметры сокращенного статистического описания системы.

Рассмотрению основополагающего для всей статистической физики понятия о сокращенном статистическом описании макроскопических систем и связанных с этим понятием фундаментальных представлений статистической физики посвящено настоящее учебное пособие.

Для простоты ограничимся рамками классической (неквантовой) теории. Частицы системы будем считать электрически нейтральными, одинаковыми и

точечными. Механическое состояние каждой из частиц задается при этом тремя составляющими радиус-вектора ее положения и тремя составляющими ее импульса. Всю систему предполагаем замкнутой – изолированной от ее окружения.

## 2. ПОЛНОЕ СТАТИСТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ

Механическое состояние системы полностью задается радиус-векторами  $\vec{r}_i$  и импульсами  $\vec{p}_i$  частиц системы. Индекс  $i = 1, 2, \dots, N$  нумерует частицы системы;  $N$  – полное их число. Наборы радиус-векторов и импульсов всех частиц системы обозначим для краткости через  $r$  и  $p$ . Таким образом:  $r \equiv \{\vec{r}_i\}$  и  $p \equiv \{\vec{p}_i\}$ . Пространство возможного изменения величин  $r$  и  $p$  (точнее, наборов величин) называют фазовым пространством системы. Оно имеет размерность, равную  $6N$ , т.е. равную удвоенному числу степеней свободы системы (число степеней свободы одной частицы равно трем). Каждая точка фазового пространства изображает определенное механическое состояние системы.

То, что величины  $r$  и  $p$  полностью задают механическое состояние системы, проявляется в том, что в замкнутой системе они полностью определяют и развитие этого состояния во времени  $t$ . Будучи записанными в переменных  $r$  и  $p$ , уравнения движения системы оказываются математически замкнутыми. Такие уравнения хорошо известны. Они называются уравнениями Гамильтона. Зная величины  $r(0)$  и  $p(0)$  в начальный момент времени  $t = 0$ , можно с помощью этих уравнений однозначно найти величины  $r(t)$  и  $p(t)$  во все последующие времена  $t$ .

С изменением механического состояния системы во времени, изображающая это состояние точка фазового пространства движется в нем по некоторой траектории, называемой фазовой траекторией. Фазовые траектории, вышедшие из разных начальных точек фазового пространства, не могут при этом

пересекаться между собой. Вследствие грандиозного числа степеней свободы макроскопической системы фазовые траектории имеют чрезвычайно сложный и запутанный характер.

Во Введении уже отмечалось, что в любом реальном эксперименте свойства макроскопического тела воспринимаются как результат коллективного поведения его частиц сразу за достаточно большой промежуток времени. Только как усредненные за такой промежуток времени и нужно, следовательно, понимать свойства макроскопического тела в каждый "текущий" момент времени  $t$ . При чрезвычайной сложности и запутанности фазовых траекторий в макроскопической системе практически невозможно тогда говорить об отдельном механическом состоянии системы в текущий (в указанном смысле) момент времени. Практически можно говорить лишь о вероятности нахождения системы в отдельных участках ее фазового пространства, т.е. говорить о статистическом ансамбле механических состояний системы.

Вероятность  $dw$  нахождения системы в момент времени  $t$  в бесконечно малом элементе  $drdp$  ее фазового пространства записывают при этом в виде

$$dw = \rho(r, p, t) drdp. \quad (1)$$

Определяемую равенством (1) функцию  $\rho(r, p, t)$ , представляющую собой плотность вероятности распределения механических состояний системы в ее фазовом пространстве, называют полной функцией распределения. Она дает полное статистическое описание системы: позволяет найти и вероятности отдельных механических состояний системы, и средние значения любых физических величин системы.

Исходное для всей статистической физики представление о статистическом ансамбле механических состояний макроскопической системы можно относить, что и будет делаться ниже, не только к текущему, но и к на-

начальному для теоретического рассмотрения системы моменту времени. Действительно, данное представление вступает в силу после истинного начального момента времени "приготовления" макроскопической системы уже по истечении непроявляемого в эксперименте промежутка времени усреднения ее свойств.

Уравнения Гамильтона позволяют при этом весьма просто вывести уравнение, определяющее развитие полной функции распределения  $\rho(r, p, t)$  во времени. Оно называется уравнением Лиувилля. С математической точки зрения уравнение Лиувилля эквивалентно уравнениям Гамильтона. Однако, в отличие от уравнений Гамильтона оно относится не к отдельной фазовой траектории, а к статистическому ансамблю таких траекторий.

Хотя уравнение Лиувилля и выводится весьма просто, непосредственное его решение абсолютно нереально из-за грандиозного числа  $6N$  независимых переменных  $r$  и  $p$  в этом уравнении. В макроскопических системах число частиц  $N$  может быть оценено как число Авогадро. При этом число  $6N$  имеет чудовищный порядок  $10^{24}$ . Ни одну из  $6N$  переменных нельзя опустить – иначе будет нарушена математическая замкнутость уравнения Лиувилля!

Несмотря на невозможность непосредственного решения уравнения Лиувилля, оно имеет весьма важное значение: дает строгую динамическую основу для перехода к менее детальным, но зато реалистичным статистическим описаниям, на уровне которых уже может быть построено и само решение уравнения Лиувилля.

### **3. ПРИМЕРЫ СОКРАЩЕННОГО СТАТИСТИЧЕСКОГО ОПИСАНИЯ**

Во многих физических задачах, например, встречающихся в теории газов, достаточно знать для практики не полную функцию распределения  $\rho(r, p, t)$ , а одночастичную функцию распределения. Она позволяет найти вероятность

нахождения только какой-то одной частицы системы в момент времени  $t$  в бесконечно малом элементе  $d\vec{r}d\vec{p}$  шестимерного фазового пространства, координатами которого служат радиус-вектор  $\vec{r}$  и импульс  $\vec{p}$  этой частицы. Обозначая данную вероятность через  $dw_1$ , а одночастичную функцию через  $\rho_1(\vec{r}, \vec{p}, t)$ , имеем, таким образом, в качестве определения этой функции

$$dw_1 = \rho_1(\vec{r}, \vec{p}, t)d\vec{r}d\vec{p}. \quad (2)$$

Функция  $\rho_1(\vec{r}, \vec{p}, t)$  осуществляет сокращенное статистическое описание системы – служит параметром сокращенного описания. В отличие от полной функции распределения  $\rho(r, p, t)$ , она позволяет находить лишь вероятности механических состояний одной частицы системы (но не всей системы) и соответственно находить средние значения лишь "одночастичных" физических величин системы (но не любых ее физических величин). Под одночастичными физическими величинами понимаются такие, которые непосредственно не связаны с взаимодействием частиц. Ими, в частности, являются число частиц, кинетическая энергия и импульс.

Познакомимся теперь еще с одним примером сокращенного статистического описания системы. Во многих физических задачах достаточно знать для практики только средние плотности числа частиц, энергии и импульса системы, т.е. средние число частиц, энергию и импульс системы в единице объема обычного трехмерного координатного пространства. Точку, к которой в этом пространстве относятся указанные средние плотности, обозначим через  $\vec{r}$ , а сами плотности обозначим соответственно через  $n(\vec{r}, t)$ ,  $e(\vec{r}, t)$ ,  $\vec{p}(\vec{r}, t)$ .

Введение в рассмотрение средних плотностей  $n(\vec{r}, t)$ ,  $e(\vec{r}, t)$ ,  $\vec{p}(\vec{r}, t)$  числа частиц, энергии и импульса физически возможно потому, что число частиц, энергия и импульс являются величинами аддитивными, т.е. такими, значения

которых для всей макроскопической системы равняются сумме значений для отдельных ее макроскопических частей. Интегрирование данных плотностей по всему объему системы дает при этом полные средние число частиц, энергию и импульс всей системы. Обозначая этот объем через  $V$ , а эти полные средние через  $N$ ,  $E$  и  $\vec{P}$  (обозначение  $N$  уже встречалось выше), имеем, таким образом

$$N = \int_V n(\vec{r}, t) d\vec{r}, \quad E = \int_V e(\vec{r}, t) d\vec{r}, \quad \vec{P} = \int_V \vec{p}(\vec{r}, t) d\vec{r}. \quad (3)$$

Отсутствие зависимости величин  $N$ ,  $E$  и  $\vec{P}$  от времени обусловлено тем, что в замкнутой системе (которой мы и интересуемся) они являются строгими интегралами движения, т.е. строго сохраняющимися во времени величинами. О плотностях  $n(\vec{r}, t)$ ,  $e(\vec{r}, t)$ ,  $\vec{p}(\vec{r}, t)$  будем соответственно говорить как о плотностях сохраняющихся величин.

Плотности  $n(\vec{r}, t)$ ,  $e(\vec{r}, t)$ ,  $\vec{p}(\vec{r}, t)$  осуществляют сокращенное статистическое описание системы: служат параметрами сокращенного описания. Степень сокращения описания с помощью этих плотностей много выше, чем с помощью одночастичной функции распределения  $\rho_1(\vec{r}, \vec{p}, t)$ . Действительно, в каждый момент времени  $t$  пять функций  $n(\vec{r}, t)$ ,  $e(\vec{r}, t)$ ,  $\vec{p}(\vec{r}, t)$  от трех переменных (координат вектора  $\vec{r}$ ) содержат в себе много меньше информации, чем функция  $\rho_1(\vec{r}, \vec{p}, t)$ , которая, хотя и одна, но зато зависит от шести переменных (координат векторов  $\vec{r}$  и  $\vec{p}$ ).

Вместе с тем, информация, содержащаяся в одночастичной функции распределения  $\rho_1(\vec{r}, \vec{p}, t)$ , гораздо меньше информации, содержащейся в полной функции распределения  $\rho(r, p, t)$ , которая в макроскопической системе зависит в каждый момент времени  $t$  от грандиозного числа  $bN$  переменных (наборов координат  $r$  и  $p$  фазового пространства всей системы).

Если бы полная функция распределения была известна, то, конечно, бы-



ли бы известны и одночастичная функция распределения, и плотности сохраняющихся величин. Обратное утверждение, однако, несправедливо.

#### 4. ИЕРАРХИЯ МАСШТАБОВ ВРЕМЕН ПРИ СОКРАЩЕННОМ ОПИСАНИИ

Приведенные выше примеры сокращенного описания интересны потому, что в них параметры сокращенного описания могут при определенных условиях меняться во времени существенно медленнее, чем другие физические величины системы, т.е. становятся *квазиинтегралами движения*. При этих условиях возникает, как говорят, *иерархия масштабов времен* в развитии физических величин системы: величины подразделяются на медленно и на быстро меняющиеся во времени. Благодаря сравнительной медленности своего изменения во времени параметры сокращенного описания успевают тогда проявиться на практике, что как раз и привлекает интерес к ним и к построенным на них сокращенным описаниям.

Выявим на динамической основе условия возникновения иерархии масштабов времен. Начнем со случая, когда параметром сокращенного описания является одночастичная функция распределения  $\rho_1(\vec{r}, \vec{p}, t)$ .

Условием возникновения иерархии в этом случае служит сильное неравенство

$$\frac{Nr_0^3}{V} \ll 1. \quad (4)$$

Здесь  $r_0$  – *радиус взаимодействия* частицы, т.е. расстояние, начиная с которого частица уже практически не взаимодействует с остальными частицами системы. Для существования такого радиуса как раз и требуется сделанное во Введении предположение об электрической нейтральности частиц. Обычно  $r_0$  имеет порядок  $10^{-8}$  см. Неравенство (4) тогда соблюдается уже при

$N/V \leq (10^{19} \div 10^{21}) \text{ см}^{-3}$ , что имеет место в разреженных системах, каковыми являются газы.

Покажем, что неравенство (4), выражающее разреженность системы, действительно обеспечивает медленность развития одночастичной функции распределения  $\rho_1(\vec{r}, \vec{p}, t)$  во времени. Очевидно, величина  $V/N$  представляет объем, занимаемый в среднем частицей в системе; величина же  $r_0^3$  по порядку значения представляет объем сферы взаимодействия частицы, т.е. сферы, радиус которой равен радиусу взаимодействия частицы. Согласно сильному неравенству (4), объем, занимаемый в среднем частицей, много больше объема сферы взаимодействия частицы. Но тогда сфера взаимодействия выделенной частицы, к которой относится одночастичная функция распределения  $\rho_1(\vec{r}, \vec{p}, t)$ , не будет практически перекрываться со сферами взаимодействия остальных частиц системы. Соответственно выделенная частица будет вести себя по отношению к остальным частицам как квазизамкнутая. Отсюда и явствует, что одночастичная функция  $\rho_1(\vec{r}, \vec{p}, t)$  медленно меняется во времени, т.е. является квазиинтегралом движения. Чем сильнее неравенство (4), тем медленнее меняется во времени одночастичная функция  $\rho_1(\vec{r}, \vec{p}, t)$ . Тем соответственно более ярко выражена иерархия масштабов времен.

Можно было бы задать себе следующий естественный вопрос. Помимо одночастичной функции распределения  $\rho_1$  существуют еще двухчастичная  $\rho_2$ , трехчастичная  $\rho_3$  и т.д. функции распределения, которые определяют вероятности механических состояний групп из двух, трех и т.д. частиц. Будут ли при соблюдении неравенства (4) квазиинтегралами движения также и эти более высокого порядка частичные функции распределения? Ответ – отрицательный. Действительно, хотя группы из двух, трех и т.д. частиц оказываются при соблюдении неравенства (4) квазизамкнутыми (как была квазизамкнутой

и одна частица), влияние взаимодействия между частицами в самой группе при заданном их расположении на скорость изменения во времени функций  $\rho_2$ ,  $\rho_3$  и т.д. не зависит от малости безразмерного параметра в левой части неравенства (4). Это влияние, следовательно, не стремится к нулю по мере стремления к нулю данного параметра.

Обратимся теперь к случаю, когда параметрами сокращенного описания являются средние плотности  $n(\vec{r}, t)$ ,  $e(\vec{r}, t)$ ,  $\vec{p}(\vec{r}, t)$  числа частиц, энергии и импульса системы.

Условием возникновения иерархии масштабов времен в этом случае служит сильное неравенство

$$\frac{r_c}{L} \ll 1. \quad (5)$$

Здесь  $r_c$  – *радиус корреляции* частиц, т.е. расстояние, начиная с которого уже практически отсутствует вероятностно-статистическое влияние одних частиц системы на другие. Далее,  $L$  – *характерное расстояние*, на котором плотности  $n(\vec{r}, t)$ ,  $e(\vec{r}, t)$ ,  $\vec{p}(\vec{r}, t)$  успевают измениться существенно. Чем более однородна система, тем больше расстояние  $L$  и тем соответственно меньше безразмерный параметр в левой части неравенства (5). Системы, в которых соблюдается неравенство (5), называют локально однородными.

Покажем, что неравенство (5), выражающее локальную однородность системы, действительно обеспечивает медленность развития плотностей  $n(\vec{r}, t)$ ,  $e(\vec{r}, t)$ ,  $\vec{p}(\vec{r}, t)$  во времени. При соблюдении сильного неравенства (5) в любом месте внутри системы можно мысленно выделить такой объем, линейный размер которого, обозначим его через  $l$ , будет, с одной стороны, настолько велик, что удовлетворит сильному неравенству

$$\frac{r_c}{l} \ll 1, \quad (6)$$

а, с другой стороны, будет настолько мал, что удовлетворит вместе с тем и сильному неравенству

$$\frac{l}{L} \ll 1. \quad (7)$$

Такой объем носит название физически бесконечно малого объема. Находящееся в нем вещество будет согласно сильному неравенству (6) уже квазизамкнуто, а согласно сильному неравенству (7) будет все еще квазиоднородно. Поскольку вещество в физически бесконечно малом объеме квазизамкнуто, то сохраняющиеся величины (число частиц, энергия и импульс) будут в нем квазиинтегралами движения. Поскольку это вещество кроме того и квазиоднородно, то квазиинтегралами движения будут в нем и плотности сохраняющихся величин (получаемые делением их полных значений в физически бесконечно малом объеме на величину этого объема). Чем сильнее неравенство (5), тем медленнее меняются во времени плотности  $n(\vec{r}, t)$ ,  $e(\vec{r}, t)$ ,  $\vec{p}(\vec{r}, t)$ . Тем соответственно более ярко выражена иерархия масштабов времен.

## 5. ОБЩИЕ ПРИНЦИПЫ ВЫВОДА УПРАВЛЯЮЩИХ УРАВНЕНИЙ

Уравнения, определяющие развитие параметров сокращенного описания во времени, носят название управляющих уравнений. Хотя вывод управляющих уравнений гораздо сложнее вывода уравнения Лиувилля, нахождение их решения оказывается (в отличие от уравнения Лиувилля) уже вполне реалистичной, но часто все же весьма сложной задачей.

Будем исходить из того, что выбранные параметры (или параметр) сокращенного описания являются квазиинтегралами движения. Только тогда эти параметры, а следовательно и управляющие уравнения для них, практически интересны.

Предположенное существование иерархии масштабов времен будет иметь решающее значение для всего последующего. С важными примерами, в которых параметры сокращенного описания являются квазиинтегралами движения, мы уже встречались выше. Как в этих примерах, так и в общем случае, иерархия масштабов времен предопределяется динамикой системы. Условием существования иерархии при этом служит малость некоторого безразмерного параметра, называемого *малым параметром неравновесной теории*. Этот параметр обозначим через  $\varepsilon$ . Он и задает отношение *характерных времен*, за которые быстро меняющиеся величины и соответственно параметры сокращенного описания, являющиеся квазиинтегралами движения, уже успевают измениться существенно. Обозначая эти времена через  $t_c$  и  $t_p$ , имеем, таким образом, по порядку величины:

$$\frac{t_c}{t_p} \sim \varepsilon. \quad (8)$$

Чем меньше параметр  $\varepsilon$ , тем больше время  $t_p$  (время  $t_c$  от параметра  $\varepsilon$  не зависит). Тем соответственно медленнее меняются параметры сокращенного описания. Тем соответственно и более ярко выражена иерархия масштабов времен. В случае разреженных систем роль малого параметра  $\varepsilon$  играет безразмерная величина в левой части неравенства (4). В случае же локально однородных систем роль малого параметра  $\varepsilon$  играет безразмерная величина в левой части неравенства (5).

Чтобы на строгой динамической основе уравнения Лиувилля вывести управляющие уравнения, нужно сделать вероятностно-статистическую гипотезу о том, какова полная функция распределения в уравнении Лиувилля в начальный момент времени. Естественно допустить, что при заданных в начальный момент времени значениях параметров сокращенного описания эта функция должна быть максимально хаотична в фазовом пространстве системы. Только тогда в полной функции распределения не будет сделано в начальный момент времени неоправданных предпочтений никаким из неизвестных

деталей при заданных в этот момент значениях параметров сокращенного описания. Только тогда полная функция распределения и будет в начальный момент времени максимально представительна. Принимаемая ниже вероятностно-статистическая гипотеза о максимальной представительности полной функции распределения в начальный момент времени носит название начального условия ослабления корреляций. Эта гипотеза относится лишь к единственному – начальному – моменту времени. Она никак не нарушает дальнейшего динамического развития системы по уравнению Лиувилля.

По истечении некоторого времени после того, как было наложено начальное условие ослабления корреляций, система, благодаря существованию иерархии масштабов времен, выходит на самосогласованный режим развития, в котором появляется субординация между параметрами сокращенного описания, являющимися квазиинтегралами движения, и быстро меняющимися величинами. Как результат, значения быстро меняющихся величин начинают успевать в каждый текущий момент времени подстраиваться под значения параметров сокращенного описания. Физической причиной этого служит возникновение в системе особого рода статистических корреляций, опущенных в начальном условии ослабления корреляций. То, что значения быстро меняющихся величин успевают в каждый текущий момент времени подстроиться под значения параметров сокращенного описания, означает, что быстро меняющиеся величины оказываются функционально зависящими от параметров сокращенного описания. А это, в свою очередь, означает, что параметры сокращенного описания определяют состояние системы и управляют ее развитием во времени. Время, за которое устанавливается описанный самосогласованный режим развития системы, называют временем корреляции. Это время по порядку величины естественно совпадает с характерным временем  $t_c$ , за которое быстро меняющиеся величины уже успевают измениться существенно.

Нахождение на основе уравнения Лиувилля функциональной зависимости

быстро меняющихся величин от параметров сокращенного описания представляет основную трудность вывода управляющих уравнений. Преодоление этой трудности открывает вместе с тем и возможность построения полной функции распределения – решения уравнения Лиувилля, однако, решения на уровне сокращенного описания, на котором полная функция распределения функционально зависит от параметров сокращенного описания. Определяемые управляющим уравнением параметры сокращенного описания и построенная на них полная функция распределения будут при этом в каждый текущий момент времени характеризовать усредненное поведение системы за времена, большие времени  $t_c$ , но меньшие времени  $t_p$ . Необходимость усредненного по времени понимания свойств макроскопического тела в текущий момент времени уже отмечалась в разделе I.

Выявленная выше возможность замыкания управляющих уравнений на уровне сокращенного описания выражает существование в макроскопическом теле особых – статистических закономерностей. То, что эти закономерности присущи именно макроскопическим телам, явствует из того, что при выводе управляющих уравнений необходимо совершать термодинамический предельный переход:  $N \rightarrow \infty$ ,  $V \rightarrow \infty$ ,  $N/V = const$ . При таком переходе число частиц системы  $N$  и ее объем  $V$  растут неограниченно, однако, растут так, что их отношение  $N/V$  остается конечным. Очевидно, в результате термодинамического предельного перехода число степеней свободы системы стремится к бесконечности, т.е. система как раз и становится интересующей нас макроскопической системой. Внося непреодолимые трудности в механическое изучение, макроскопичность системы оказывается, таким образом, необходимой при выводе управляющих уравнений.

Итак, мы можем сформулировать три общих принципа вывода управляющих уравнений на строгой динамической основе уравнения Лиувилля. Это – существование иерархии масштабов времен, начальное условие ослабления

корреляций и, наконец, термодинамический предельный переход (который в сущности должен делаться в самом начале теории).

В отличие от исходного уравнения Лиувилля, получаемые на его основе управляющие уравнения уже не обладают присущей механике обратимостью во времени – способностью сохранять свой вид при изменении знака у времени и соответственно у импульсов частиц. Управляющие уравнения – необратимы во времени. Необратимость управляющих уравнений во времени соответствует необратимому характеру описываемых ими неравновесных процессов, реально протекающих в макроскопических телах. В том, что неравновесные процессы в макроскопических телах действительно протекают необратимо во времени, убеждает нас повседневный опыт. Мы хорошо знаем, например, что температура налитой в ванну воды всегда стремится выровняться по всей ванне. Обратного никогда не происходит!

В чем же причина возникновения необратимости управляющих уравнений во времени? Ответ на поставленный вопрос не выяснен до сих пор. Дадим наш возможный ответ на данный вопрос. Налагая начальное условие ослабления корреляций и рассматривая в управляющих уравнениях лишь времена, которые по крайней мере на время корреляции больше момента времени, относящегося к начальному условию ослабления корреляций, мы тем самым удерживаем в управляющих уравнениях лишь частные решения уравнения Лиувилля. В этих частных решениях, а следовательно, и в самих управляющих уравнениях уже нарушена свойственная уравнению Лиувилля (и всей механике) симметрия относительно отражения времени. Появляющаяся при этом в управляющих уравнениях стрела направленности времени из прошлого в будущее и дает ответ на поставленный вопрос.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выше мы видели, что идея о сокращенном статистическом описании мак-



роскопических систем находит свое воплощение в построении управляющих уравнений, определяющих развитие во времени интересных для практики параметров сокращенного описания, а вместе с тем и в построении полной функции распределения – в решении на уровне сокращенного описания уравнения Лиувилля. Ответственнойшим в проведенном динамическом рассмотрении послужило существование иерархии масштабов времен, т.е. то, что параметры сокращенного описания являются квазиинтегралами движения. В итоге были пояснены основные положения теории неравновесных процессов в макроскопических системах.

Конкретное воплощение идеи о сокращенном описании во встречающихся на практике сложных физических ситуациях представляет главную задачу теории неравновесных процессов в макроскопических системах. Эта задача остается актуальной и поныне.

Во всем предыдущем изложении мы нигде не говорили об энтропии системы. Энтропия, однако, является чрезвычайно важной физической величиной в статистической физике. В чем же состоит значение энтропии? Энтропия является фундаментальной мерой хаотичности распределения частиц системы при имеющихся в каждый текущий момент времени значениях параметров сокращенного описания системы. Требование максимума энтропии в начальный момент времени поэтому как раз и позволяет установить максимально представительное начальное состояние системы – поставить начальное условие ослабления корреляций.

Помимо только что отмеченного имеется еще и другое важное значение энтропии. В неравновесном процессе в замкнутой макроскопической системе (которой мы и интересовались) энтропия всегда монотонно растет со временем. Поскольку энтропия служит мерой "беспорядка" в системе, то сказанное означает диссипативность неравновесного процесса в замкнутой макроскопической системе – переход в этом процессе упорядоченных форм движения материи в неупорядоченные.

Диссипативность неравновесных процессов в замкнутой макроскопической системе является важнейшим признаком отмечавшейся выше необратимости этих процессов во времени.