

## РЕЦЕНЗИЯ

на работу А. Д. Суханова "Перечитывая Эйнштейна: Истоки статистической термодинамики", направленную в журнал "Успехи физических наук"

Первое прочтение работы оставляет впечатление, что в статистической физике происходит если не революция, то по крайней мере очень серьезное потрясение. Выявлены недостаточность концептуальных основ этой науки для решения вполне обыденных задач, невозможно ввести в рассмотрение реально существующие флуктуации интенсивных термодинамических переменных типа температуры, разноразличных ответов в зависимости от способа решения одной и той же задачи, наличие двух - старой и новой, причем принципиально отличных - версий статистической термодинамики, ведущих свое происхождение от работ Гиббса и Эйнштейна соответственно. И, наконец, самое интригующее - открытие глубокого параллелизма вероятностного описания в новой статистической термодинамике и в квантовой теории, позволившее, в частности, объявить постоянную Больцмана столь же универсальной мировой константой в мире тепловых явлений, какой является постоянная Планка в мире квантовых.

Приведем цитаты, позволяющие получить представление об основаниях для таких ожиданий:

"Показано, что в цикле его {Эйнштейна} работ по термодинамике 1902 - 1910 годов высказаны основные идеи современной статистической термодинамики, существенно отличной от термодинамики Гиббса, основанной на статистической механике." (Аннотация)

"Проанализированы некоторые итоги развития статистической термодинамики. В их числе ... подтверждение неклассичности статистической термодинамики." (Аннотация)

В докладе Планка о законе теплового излучения ([1\*]с. 270) "...впервые была продемонстрирована роль фундаментальных постоянных Планка  $\hbar$  и Больцмана  $k_B$ , отражающих наличие квантового и теплового типов неконтролируемого воздействия окружения на материальные объекты." (с. 3)

"На фоне ее {квантовой динамики} бурного развития, становление теории, учитывающей неконтролируемое {!?!} тепловое {??} воздействие, происходило достаточно медленно и незаметно для научной общественности. Тем не менее, сегодня уже можно говорить о появлении современной статистической термодинамики, отличной от термодинамики Клаузиуса или Гиббса. Прежде всего, малоизвестен и недостаточно осознан тот факт, что ее основы были заложены в ранних работах Эйнштейна почти сто лет назад." (с.3).

"Ныне признается, что связь микро- и макроуровней описания не является жесткой, на что впервые обратил внимание Эйнштейн в 1903 году. ... Общепризнано, что: а) макроописание природы не выводится полностью из ее микроописания, а является вполне самостоятельным; б) неконтролируемое тепловое воздействие проявляет себя не только на микро-, но и на макроуровне описания. Это значит, что термодинамика Гиббса, жестко связанная со статистической механикой в пространстве микропараметров, для макроописания уже недостаточно {!?!}. Появилась необходимость в статистической термодинамике, т.е. в вероятностном описании природы непосредственно в пространстве макропараметров, независимо от ее микроописания." (с.5)

"Что ... касается ... работ {Эйнштейна} [15-17], к которым примыкает работа 1910 года [18], то ... {их} обычно принято относить к работам по статистической механике, выполненным якобы в духе метода Гиббса. На самом деле ... в его работах 1902-1910 гг. мы встречаемся с зарождением новой версии термодинамики - статистической термодинамики - существенно отличной от термодинамики Гиббса, основанной на статистической механике. Следует отметить, что в существующей литературе термин "статистическая термодинамика" иногда неправомерно относят к термодинамике Гиббса. На самом деле эти две теории качественно {!?!} различаются как трактовкой нулевого начала, так и описанием флуктуаций термодинамических величин." (с.6)

"... Эйнштейн исходно смотрел гораздо дальше Гиббса, имея в виду переход к статистической термодинамике, вовсе не связанной с какой-либо динамикой. (с.10)".

"... Большинство современников и историков творчества Эйнштейна явно недооценили фундаментальное значение его работы 1903 г. В лучшем случае ей отводилась роль еще одной попытки установления механических основ феноменологической термодинамики, мало чем отличавшейся от ... книги Гиббса [19]. На самом деле именно с января 1903 г. следовало бы вести отчет развития статистической термодинамики как качественно нового раздела теоретической физики, никак не связанного со статистической механикой." (с.12)

"Начиная с этого момента, Эйнштейн признал принципиальную невозможность вывести макроописание природы из микроописания." (с.20)

"Наконец, ... эти корреляции существенно зависят от фундаментальных постоянных - Больцмана  $k_B$  и Планка  $\hbar$  - которые, в свою очередь, являются характеристиками неконтролируемого (теплового или квантового) воздействия окружения на систему. Именно наличие подобных неконтролируемых воздействий служит фактором стохастичности, приводящим к необходимости вероятностного описания природы и на макро-, и на микроуровнях." (с.49)

"В этой {Гиббса} версии термодинамики уже допускается {?!}, что в тепловом равновесии возможны флуктуации экстенсивных макропараметров. Между тем ... подобное допущение не позволяет {??} полностью использовать возможности, заложенные в термодинамике. ... В этих условиях остается допустить {?!}, что

интенсивные параметры (прежде всего, температура) также флуктуируют. Учитывая, что интенсивные макропараметры не имеют прообразов на микроуровне, это на самом деле означает {??}, что для описания их флуктуаций язык фазового пространства оказывается недостаточным {???}. В этих условиях для последовательной трактовки термодинамики целесообразно {?} ввести самостоятельное {??} вероятностное описание природы непосредственно в пространстве макропараметров." (с. 50)

"... статистическая термодинамика Эйнштейна является самостоятельной фундаментальной теорией стохастического типа и при том более общей, чем термодинамика Гиббса." (с.51)

Для полной ясности к этим высказываниям необходимо еще присоединить ряд положений, сформулированных в статье [35], которая представляет собой "последовательное сопоставление подходов Гиббса и Эйнштейна к термодинамическим флуктуациям" (с.23), должна была продемонстрировать в явном виде применение новой науки к конкретным задачам и явилась основой для всех оригинальных заключений:

"Разработана статистическая версия подхода Эйнштейна, показывающая, что результаты расчета флуктуаций давления в двух походах существенно {!} различны." (Аннотация)

"... следует признать, что последовательное описание собственно термодинамических флуктуаций физических величин, характеризующих макросистему в тепловом равновесии или вблизи него, по существу отсутствует. {!}" (с.1266)

"... оба подхода дают одинаковые результаты для дисперсий экстенсивных термодинамических величин, но различные {!} для интенсивных." (с.1266)

"... подобное несоответствие не является ни ошибочным, ни случайным. Оно ... следует из различия концептуальных основ обоих подходов... в отличие от подхода Эйнштейна ансамблевая идеология подхода Гиббса исключает ситуации, при которых в состоянии теплового равновесия макросистемы и термостата могут флуктуировать сразу оба термодинамически сопряженных параметра (например, энергия и температура, объем и давление и т.п." (с.1266)

"Кроме того, подход Эйнштейна более реалистичен {!?!} ... потому, что в нем отлична от нуля корреляционная функция флуктуаций интенсивных термодинамических величин, вообще отсутствующая {?} в подходе Гиббса." (с.1285)

"Проведенный выше анализ проблемы вычисления давления и его флуктуаций ясно указывает на то, что результаты микро- и макроописания одного и того же физического объекта совпадают далеко не всегда." (с. 1293) {То есть, вообще - конец физике как науки!!}

Процитированные высказывания немедленно вызывают следующие вопросы:

1. Действительно ли современная статистическая физика, берущая свое начало от статистической механики Гиббса, не дает возможности определить для равновесных систем такие наблюдаемые характеристики, как флуктуации интенсивных параметров?
2. Существует ли статистическая термодинамика, отличная от общепринятой? Какова математическая формулировка ее исходных принципов? Есть ли реальная причина различия в результатах, получаемых "по новому" и "по старому"?
3. Обосновано ли приравнение физической значимости постоянной Больцмана и Планка, соотношений неопределенностей и вероятностного описания в термодинамике и в квантовой теории?
4. Наконец, в связи с выбранным для работы амплуа "Из истории физики", корректен ли проведенный в ней анализ содержания термодинамических работ Эйнштейна и сделанный на его основе вывод о "различии концептуальных основ обоих подходов"?

Сразу формулируем ответы - однозначное нет во всех случаях.

Прежде, чем перейти к их обоснованию, отметим следующее обстоятельство. Никакие из приводимых ниже соотношений и утверждений не являются новыми, все они в той или иной форме могут быть найдены в литературе. Здесь только проведена работа по сбору их в одном месте и представлении в нужной для обсуждения рассматриваемых вопросов форме. Для удобства, цитируемая по ходу дела литература будет приведена в списке ссылок полностью, но под теми номерами, под которыми она дана в работе Суханова. Дополнительные ссылки последовательно пронумерованы по мере их использования, но со звездочкой.

1. В статистической физике все интенсивные параметры, характеризующие макроскопическую систему, могут быть определены как отношение приращений средних значений экстенсивных параметров, вычисленное при определенных условиях на взаимодействие рассматриваемой системы с окружением. Например, в случае микроканонического распределения для изолированной системы, находящейся в состоянии внутреннего равновесия с полной энергией  $E_0$ , температура и давление определяются как

$$T(E_0) = \left( \frac{\Delta E}{\Delta S} \right)_{E_0, V(E_0)=const}, \quad P(E_0) = - \left( \frac{\Delta E}{\Delta V} \right)_{E_0, S(E_0)=const} \quad (1)$$

То есть,  $T$  и  $P$  могут быть аппроксимированы как частные производные, вычисленные при  $E = E_0$ , так как полная энергия есть единственный параметр замкнутой (адиабатически изолированной) системы, который характеризует ее состояние. Энтропия  $S = \ln \Gamma(E_0) \equiv S(E_0)$  есть чисто макроскопический параметр, определяемый через площадь  $\Gamma$  изоэнергетической гиперповерхности (максимально доступный системе фазовый объем при постоянной энергии). Она зависит от энергии и не имеет микроскопического прообраза в виде функции от изображающей точки в фазовом пространстве, усреднение которой по данному распределению дает наблюдаемое среднее. Такой же чисто макроскопической переменной, зависящей от  $E_0$ , является в общем случае и объем  $V$ , занимаемый системой, что легко понять на примере, скажем, газа молекул в трехмерной потенциальной яме или внутри упругой термоизолирующей оболочки. Обычно используемая для простоты модель макроскопической системы, ограниченной жесткими стенками, положение в пространстве которых четко определено и не зависит от состояния системы, является лишь частным случаем.

Смысл параметра температуры в изолированной системе - определять распределение полной энергии замкнутой системы по ее подсистемам или подмножествам степеней свободы. В оригинальных работах Гиббса и Эйнштейна это доказывается рассмотрением малой системы, выделенной из большой или приведенной с ней во взаимодействие, когда для малой подсистемы получается каноническое распределение с температурой, даваемой формулой (1). В настоящее время в качестве примера можно привести твердое тело, в котором подсистемы образованы электронами, дырками, фононами различных ветвей спектра. К этому списку можно добавить спиновые степени свободы как свободных носителей, так и ядер. В зависимости от интенсивности взаимодействия внутри этих подсистем и между ними, введенная, например, избыточная энергия будет перераспределяться между различными подсистемами, пока между ними не установится равновесие с одинаковой температурой. Температура определяет, какая часть от полной энергии приходится в среднем на каждую из групп степеней свободы кристалла, или подсистем, и какова вероятность каждой подсистемы иметь определенное значение энергии. В случае изолированной системы без внутренней структуры понятие температуры не имеет самостоятельного содержания, если только бесструктурная система (частица) не взаимодействует со средой с некоторой температурой.

Если изменяется значение энергии,  $E_0 \rightarrow E_0 + \delta E$ , то изменяются, в общем случае, и все связанные с ней макропараметры системы. В том числе, и интенсивные. Легко написать соответствующие формулы

$$T(E_0 + \delta E) = \left( \frac{\Delta E}{\Delta S} \right)_{E_0 + \delta E, V(E_0 + \delta E)=const}, \quad P(E_0 + \delta E) = - \left( \frac{\Delta E}{\Delta V} \right)_{E_0 + \delta E, S(E_0 + \delta E)=const}$$

Откуда для приращений интенсивных параметров имеем

$$\begin{aligned} \delta T &= T(E_0 + \delta E) - T(E_0) = \left( \frac{\partial^2 E}{\partial S^2} \right)_V \delta S + \left( \frac{\partial^2 E}{\partial V \partial S} \right)_{V,S} \delta V, \\ \delta P &= P(E_0 + \delta E) - P(E_0) = - \left( \frac{\partial^2 E}{\partial V^2} \right)_S \delta V - \left( \frac{\partial^2 E}{\partial S \partial V} \right)_{S,V} \delta S. \end{aligned} \quad (2)$$

Каноническое распределение описывает либо ансамбль одинаковых подсистем, составляющих одну большую систему с температурой  $T_0$ , одинаковой для всех представителей ансамбля, либо распределение энергии в какой-от подсистеме, выделяемой многократно из большой системы, как в обычной схеме испытаний в теории вероятностей, либо дает вероятность обнаружить эту подсистему с данным значением энергии в течение ее эволюции во времени при слабом, но конечном взаимодействии с большой системой (средой, термостатом). Конкретный вид и величина этого взаимодействия не влияют на результат, если энергия его много меньше энергии подсистемы и характерное время установления равновесия внутри подсистемы мало по сравнению с временем установления полного равновесия между подсистемой и средой. Ну и, конечно, подсистема мала по сравнению с термостатом в смысле содержания энергии.

В такой ситуации подсистема в состоянии с энергией, не равной средней, достигает сначала состояния внутреннего равновесия, когда флуктуационное отклонение энергии от ее среднего значения успевает термализоваться, вызывая соответствующую подстройку всех макропараметров подсистемы. То есть флуктуации энергии могут трансформироваться во флуктуации энтропии, объема, температуры, давления в зависимости от наложенных условий на связь подсистемы с окружением. При этом нет никакого противоречия между рассуждениями о флуктуациях температуры подсистемы и фактом, что каноническое распределение характеризуется единой для всех представителей ансамбля температурой  $T_0$ , поскольку флуктуационные

отклонения испытывает температура в данной подсистеме, как мера распределения возникшей флуктуации энергии по внутренним степеням свободы самой подсистемы.

Изложенные рассуждения дают словесное описание исходных положений и математических преобразований, которые использованы Ландау и Лифшицем при выводе формул для флуктуаций термодинамических параметров из статистической механики Гиббса. Формулы (2) непосредственно используются при преобразовании выражения для минимальной работы (см. [2\*], §112)

$$R_{\min} = \frac{1}{2} \left[ \frac{\partial^2 E}{\partial S^2} (\Delta S)^2 + 2 \frac{\partial^2 E}{\partial S \partial V} \Delta S \Delta V + \frac{\partial^2 E}{\partial V^2} (\Delta V)^2 \right] = \frac{1}{2} (\Delta T \Delta S - \Delta P \Delta V), \quad (3)$$

которое вносится затем в определение вероятности флуктуаций

$$w \propto \exp\left(-\frac{R_{\min}}{T_0}\right) \rightarrow w \propto \exp\left(\frac{\Delta P \Delta V - \Delta T \Delta S}{2T_0}\right). \quad (4)$$

Здесь для ясности восстановлено обозначение температуры термостата в знаменателе показателя экспоненты. Важно отметить, что хотя минимальная работа была в результате преобразований выражена через второй дифференциал энергии как функции  $S$  и  $V$ , это выражение инвариантно по отношению к выбору пар независимых термодинамических переменных  $(S, V), (V, T), (P, T), (S, P)$ , как это имеет место и для основного уравнения термодинамики в дифференциальной форме

$$dE = TdS - PdV. \quad (5)$$

Последнее инвариантно в силу известной математической теоремы об инвариантности первого дифференциала. Чтобы увидеть, что выражение для минимальной работы обладает таким же свойством, нужно в первоначальном определении минимальной работы

$$R_{\min} = \Delta E - T_0 \Delta S + P_0 \Delta V \quad (6)$$

записать оценки для всех приращений с точностью до второго дифференциала, согласно формуле

$$\begin{aligned} \Delta Z(x, y) &= dZ + \frac{1}{2} d^2 Z \equiv \\ &\equiv \frac{\partial Z}{\partial x} dx + \frac{\partial Z}{\partial y} dy + \frac{1}{2} \left[ \left( \frac{\partial}{\partial x} dx + \frac{\partial}{\partial y} dy \right)^2 Z + \frac{\partial Z}{\partial x} d^2 x + \frac{\partial Z}{\partial y} d^2 y \right] \end{aligned} \quad (7)$$

и учесть, что все производные берутся при равновесных со средой значениях переменных.

Однако выбор независимых переменных еще не определяет условия, в которых флуктуация энергии термализуется внутри рассматриваемой подсистемы. Этот процесс может происходить при условиях изоэнтропийных (адиабатических)  $\Delta S \equiv 0$ , изотермических  $\Delta T \equiv 0$ , изобарических  $\Delta P \equiv 0$ , изохорических  $\Delta V \equiv 0$  или некоторых линейных комбинаций из названных величин, которые задаются связями с окружением.

В качестве примера можно указать на систему, рассматривавшуюся Планком ([2\*], с.187) и Леонтовичем ([3\*], §27): газ в объеме, закрытом с одной стороны подвижным поршнем, на который создается постоянное давление весом груза. При этом вычисленные флуктуации объема есть флуктуации при постоянном давлении. Если заменить груз упругой пружиной, мы получим ситуацию, когда флуктуации давления и объема окажутся одновременно неравными нулю.

Еще один широко известный пример одновременного существования флуктуаций сопряженных экстенсивной и интенсивной величин - тепловые флуктуации тока и напряжения на сопротивлении. Если концы сопротивления замкнуты, то флуктуационного напряжения на них нет, но есть флуктуации тока короткого замыкания, то есть интенсивной величины, которые выражаются формулой Найквиста через вещественную часть проводимости. Если концы разомкнуты - имеем флуктуации напряжения холостого хода при строго равных нулю флуктуациях тока. Флуктуационное напряжение на концах сопротивления, деленное на его длину дает флуктуационное электрическое поле в проводнике, то есть интенсивный параметр системы. Возможно и одновременное равенство нулю флуктуаций тока и напряжения, если к концам рассматриваемого сопротивления подсоединено другое. Меняя величину последнего от нуля до бесконечности, можно получить некое промежуточное значение для любой из измеряемых величин (флуктуаций тока или напряжения) при ненулевом значении флуктуаций другой. То есть аппарат современной статистической физики позволяет четко определить и вычислить не только флуктуации интенсивных параметров при замороженных сопряженных экстенсивных, но и описывает ситуации, когда флуктуации интенсивных и экстенсивных параметров могут существовать одновременно.

В задачнике [4\*] (с. 532) приведены результаты вычислений флуктуаций объема в адиабатических и изотермических условиях, которые, естественно, дают разные результаты. Там же можно найти разъяснение причины этого различия. Которое, заметим в предварительном порядке, фактически полностью дезавуирует

основной результат работы [35], где различие флуктуаций давления, вычисленных "по Гиббсу" и "по Эйнштейну" послужило причиной для вывода о недостаточности "термодинамики Гиббса".

К деталям этого вопроса мы еще вернемся. Сейчас же необходимо отметить, что имеется одна существенная разница между вычислениями средних значений термодинамических параметров и их флуктуаций. Для первых в статистической физике существует теорема об эквивалентности термодинамических ансамблей. В ней доказывается, что для макроскопических систем разность между средними значениями макроскопических параметров, вычисленных по разным распределениям (микроканоническому, каноническому с разными термодинамическими потенциалами, то есть при разном выборе набора независимых переменных) всегда есть величина, обратно пропорциональная числу степеней свободы в рассматриваемой системе, то есть порядка малого параметра задачи, и этой разницей можно пренебречь.

Результат этот был получен еще Гиббсом, и с тех пор только варьировались методы его доказательства. В основе всех доказательств лежит оценка малости флуктуаций, которые всегда порядка указанного малого параметра: либо относительные (для экстенсивных величин), либо даже абсолютные (для интенсивных). Поэтому можно вычислять, например, энтропию либо для изолированной системы с данной полной энергией  $E_0$ , либо полагать эту систему взаимодействующей с термостатом при такой температуре, чтобы средняя энергия  $\bar{E} = E_0$ , можно даже еще предположить, что полное число частиц в системе не задано, а задан химпотенциал термостата условием на среднее число частиц в системе - результаты будут отличаться на малый параметр теории.

С флуктуациями дело обстоит иначе, что, конечно, отмечалось в литературе как явно, но в общем виде, (см. например, [5\*], с. 21 и примечание 2 на с. 119, [78], с. 41), так и в применении к конкретным задачам (см., например, в [6\*], §89 рассуждения об условиях, когда гидродинамические флуктуации можно рассматривать как изобарические или как изоэнтропийные). Результат вычислений флуктуаций зависит от условий, типа перечисленных выше после формулы (7), которые накладываются на связь рассматриваемой системы с окружением.

Однако формальной разработке этой стороны вопроса в теории термодинамических флуктуаций уделялось, повидимому, мало внимания. Думается, что это невнимание связано с небольшим интересом к теории термодинамических флуктуаций из-за ее недостаточности для практических применений, поскольку она вычисляет только средний квадрат флуктуаций в один момент времени. В действительности при оценке роли флуктуаций в измерениях всегда важно учитывать, по какому интервалу времени производится усреднение или в какой спектральной полосе производятся измерения, для чего необходимо знать либо разновременные корреляционные функции, либо спектральную плотность флуктуаций.

Рассмотрим это обстоятельство на примере флуктуаций температуры в системе конечного объема. Считая, для простоты, что малые отклонения температуры от равновесной убывают по экспоненте с характерным временем  $\tau$  при постоянном объеме, можем получить для спектральной плотности флуктуаций температуры выражение:

$$\langle \Delta T^2 \rangle_{\omega} = \frac{2\tau \langle \Delta T^2 \rangle}{1 + \omega^2 \tau^2}, \quad (8)$$

где  $\langle \Delta T^2 \rangle = T^2 / C_v$  и  $C_v$  - теплоемкость системы при постоянном объеме. Из (8) следует, что при изменении условий связи системы с окружением, мы можем получить измеряемые флуктуации сколь угодно малыми по сравнению с их термодинамической оценкой. Так при  $\tau \rightarrow 0$ , что отвечает улучшению тепловой связи с окружением, спектральная плотность при фиксированной частоте стремится к нулю. Поэтому измерения в конечной области частот будут давать результаты, отвечающие изотермическим условиям. Причем этот вывод о равенстве температур системы и термостата относится не только к результатам измерений флуктуаций. Он распространяется и на процессы прихода к внутреннему равновесию, если  $\tau$  будет меньше соответствующих характерных времен.

При  $\tau \rightarrow \infty$ , чему отвечает затруднение обмена теплом с окружением, то есть термостатирование, основная часть мощности флуктуации будет сосредоточена в области все более низких частот, так что при конечной длительности измерений, не затрагивающих сверхнизкие частоты, измеряемые флуктуации опять могут быть сколь угодно сильно подавлены по сравнению с термодинамической оценкой.

Из этого простого примера видно, что термодинамическая теория флуктуаций в известном смысле неполна и требует дополнительных условий для получения определенного ответа. От этого недостатка свободна теория, получившая название неравновесной термодинамики, которая описывает линейными уравнениями пространственно-временную эволюцию флуктуаций макроскопических переменных при малых отклонениях от равновесия. Вкупе с флуктуационно-диссипационной теоремой она позволяет рассчитывать спектральные и корреляционные характеристики флуктуаций, из которых можно получать, при необходимости, и средние квадраты. При этом иерархия времен релаксации, перекрестные члены в уравнениях - автоматически учитывают конкретные условия, в которых развиваются флуктуации, взаимозависимость между различными макроскопическими переменными, без привлечения дополнительных и математически не оформленных соображений о достаточной квазистатичности изменения состояния системы в процессе эволюции флуктуаций.

Конечно, существует техника расчета временных корреляционных функций, использующая задание в качестве начальных условий одновременного коррелятора, который считается известным из термодинамической теории флуктуаций. Тем самым, казалось бы, проблема восстанавливается. Однако при формулировке теории флуктуаций в виде стохастических дифференциальных уравнений со сторонними источниками флуктуаций, как, например, в гидродинамической теории флуктуаций в виде случайных потоков импульса и тепла, эта проблема исчезает. Корреляционные функции сторонних источников флуктуаций выражаются через кинетические коэффициенты типа вязкости и теплопроводности, которые являются внутренними характеристиками системы, и поэтому не зависят от конкретных деталей динамических связей с внешним окружением. Естественно, что вычисленные корреляционные функции наблюдаемых флуктуаций от этих деталей будут зависеть (см., например, §§88, 89 в [6\*]).

Таким образом следует констатировать, что принципиальных трудностей здесь нет - ни для экстенсивных, ни для интенсивных переменных. В свое время были проблемы с обобщением флуктуационно-диссипационной теоремы на случай так называемых термических возмущений. Но они были решены с привлечением все той же идеи о наличии иерархии времен релаксации и неполного равновесия. Сначала - в виде гипотезы Онзагера о справедливости уравнений переноса для флуктуаций макроскопических величин. А затем прямым использованием идеи сокращения описания (см., например, лекции Кубо [7\*], §2.11). Таким образом, ситуация в теории равновесных флуктуаций никак не может быть охарактеризована столь трагически, как это сделано в [35]: "... следует признать, что последовательное описание собственно термодинамических флуктуаций физических величин, характеризующих макросистему в тепловом равновесии или вблизи него, по существу отсутствует." (с.1266)

Осталось еще показать, что переход от функции распределения в фазовом пространстве к вероятности распределения флуктуаций макроскопических параметров относительно положения равновесия (для малой по сравнению с термостатом макроскопической системы) есть достаточно разработанная процедура перехода от статистического микро- к статистическому макроописанию. Но вовсе никакой не "разрыв с подходом Гиббса", основанный на математически неопределенной операции "отрыва" экстенсивных переменных от фазового пространства ([35], с.1281) или "формальном снятии микроскопического фазового аргумента" ([35], с.1282). Именно на этих рассуждениях, насколько можно понять, вызрело заключение о "самостоятельном вероятностном описании природы непосредственно в пространстве макропараметров." (с. 50).

Существует несколько вариантов рассмотрения термодинамических флуктуаций. Все они в той или иной степени, но на разных стадиях вывода, используют макроскопическую малость дисперсии вероятностных распределений, возможность заменять средние по ансамблю наиболее вероятными значениями, универсальность вида равновесных распределений, постулат о максимальных свойствах энтропии равновесного состояния или экстремальность других термодинамических потенциалов. Достаточно сравнить подход к этой проблеме в [2\*], основанный на исследовании связи вероятности состояния с энтропией в §7 и наиболее близкий к первоначальному варианту Эйнштейна [8\*], с выкладками в [4\*] (гл. 2) или [78] (§6), где используется экстремальность энтропии при дополнительных условиях о постоянстве некоторых средних от динамических переменных по искомому распределению. В последнем случае обычные множители Лагранжа вариационной задачи оказываются соответствующими интенсивными параметрами в найденном распределении, а само оно начинает зависеть дополнительно от тех динамических переменных, постоянство средних значений которых ограничивало допустимые вариации искомого распределения вероятностей.

Следующий шаг позволяет перейти от вероятности распределения в фазовом пространстве к распределению в пространстве экстенсивных макропараметров, средние значения которых заданы конкретным взаимодействием системы с окружением. Он представляет собой реализацию идеи сокращенного описания и производится с помощью интегрирования по фазовому пространству системы при условии постоянства выбранных экстенсивных переменных как функций изображающей точки. При этом размерность фазового пространства уменьшается на число наложенных ограничений, что в силу макроскопичности никак не влияет на результат вычисления нормировочного интеграла, который оказывается функцией имеющегося набора интенсивных переменных и оставшихся точных аддитивных интегралов движения.

Чтобы получить полную вероятность распределения выбранных макропараметров, надо еще сделать замену переменных, заменив часть дифференциалов фазового пространства на дифференциалы макропеременных, умноженные на меру той части фазового пространства, в которой данная макропеременная постоянна. В простейшем случае канонического распределения, когда такой макропеременной является энергия рассматриваемой системы, соответствующей мерой оказывается плотность состояний как функция энергии, а интенсивным параметром - температура.

В задаче о флуктуациях газа и нагруженного поршня, рассмотренной Леонтовичем в [3\*] (§27), все перечисленные этапы можно проследить в явном виде. В этом случае дополнительным экстенсивным параметром, среднее значение которого задано условием равновесия поршня, является объем, занимаемый газом. Важно при этом, что одновременно объем оказывается выраженным через динамическую переменную, относящуюся к поршню - а именно, через положение последнего в пространстве. В результате объем газа (=положение поршня) как динамическая переменная вместе с давлением газа как макроскопическим сопряженным параметром вошли в полный гамильтониан всей системы газ+поршень. Соответственно от этих переменных оказалось зависящим каноническое распределение всей составной системы. Связь системы (газа) с окружением фиксируется условием

равенства давления газа весу груза на поршне. После интегрирования канонического распределения по фазовому пространству газа получается функция распределения для макроскопического параметра, которым в данном случае является объем газа. Конечно, непосредственное введение в гамильтониан такого параметра как давление заменяет собой прямое вычисление средней силы взаимодействия молекул газа с поршнем, но не отменяет микроскопической картины макроскопических явлений.

В заключение этого раздела еще раз стоит повторить, что в постоянстве интенсивных параметров для вероятности распределения всех представителей рассматриваемого ансамбля (подсистем большой системы) по экстенсивным переменным нет никакого противоречия с флуктуациями этих же интенсивных переменных как параметров, определяющих внутреннее равновесие между подсистемами уже выбранного экземпляра ансамбля. Поскольку эти флуктуации обусловлены неравновесным значением глобального для данной подсистемы экстенсивного параметра (или параметров). Они существуют на временах, больших времени установления внутреннего равновесия в подсистеме, но меньших времени установления полного равновесия между подсистемой и термостатом.

Именно последний процесс описывается законами макроскопической релаксации, тогда как процесс возникновения флуктуаций есть результат микроскопических движений, не учитываемых уравнениями для средних. Поэтому используемые в [35] соотношения, предполагающие, что флуктуации всех интенсивных параметров "в подходе Гиббса ... по определению" равны нулю (см. формулы (4.14) и после (5.24) ) или что "корреляционные функции с участием флуктуаций интенсивных переменных {по Гиббсу} равны нулю по определению" (см. (5.3)) являются абсолютно произвольными и не отвечают сути дела. Так же как и странное утверждение о невозможности измерить точно среднее значение макроскопической величины, у которой есть флуктуации. Наличие флуктуаций не есть следствие "разброса измеряемых значений" (с.1283), а прямо наоборот - они являются причиной такого разброса. Однако правильной постановкой измерений можно уменьшить влияние классических флуктуаций на определение среднего до сколь угодно малой степени. На чем стоит вся физика. Неустранимые флуктуации существуют только в квантовой области, что к рассматриваемому вопросу сейчас не относится.

2. Перейдем теперь к анализу того, что, собственно, представляет собой "новая статистическая термодинамика", согласно статье [35], в которой формулируются и решаются "Проблемы Гиббса и Эйнштейна для флуктуаций давления".

Во-первых, в описании среднего поведения макроскопических систем она вообще ни на что новое не претендует, равно как и в результатах для флуктуаций экстенсивных величин (формула (4.39)). Во-вторых, выясняется, что она не есть полностью замкнутая теория, а всего лишь "квазитермодинамическая теория флуктуаций" (с.1283), для которой "показано, что предлагаемый статистический метод эквивалентен обычно используемому термодинамическому методу Ландау-Лифшица." (с.1291). На самом деле, не "эквивалентен", а просто совпадает, если судить по формуле (5.32), но хуже, так как "при этом формальная структура теории весьма усложняется" (с. 1285). Причем Ландау и Лифшиц никогда не противопоставляли свою теорию термодинамических флуктуаций, исходящую из формулы Эйнштейна для вероятности состояния неполного равновесия в виде функции от изменения энтропии, основам статистической физики, заложенным Гиббсом. И, наконец, на стр. 1293 узнаем мнение самих авторов, что "... подход Эйнштейна ... все еще не может считаться вполне завершенным вариантом статистической термодинамики, поскольку он опирается на ряд результатов подхода Гиббса и потому нуждается в дальнейшем развитии."

Думается, что говорить о "дальнейшем развитии" сильно преждевременно, так как не видно существования хотя бы зародыша какого-либо нового подхода. Единственный конкретный результат, который предъясняется в [35], это несовпадение дисперсии флуктуаций давления, вычисленных авторами "по Гиббсу" и "по Эйнштейну" (см. (1.7), (3.60)). Причем это несовпадение остается даже в том случае, если в формуле Ландау-Лифшица (5.32) для вероятности флуктуаций перейти от переменных  $(S, V)$  к тем же независимым переменным  $((T, V)$ , в которых рассматриваются флуктуации в каноническом ансамбле Гиббса (см. (5.38б)).

На самом деле этот результат был описан уже в лекциях Мюнстера [75], о чем упоминается и в [35] (с.1267). Удивительным образом при близком следовании в изложении, используемом аппарате, согласии в невозможности определить флуктуации интенсивных параметров и невозможности одновременных флуктуаций сопряженных величин в рамках ансамблей Гиббса, даже в терминологии относительно "нетермодинамичности" среднего по ансамблю от второй производной гамильтониана по объему - авторы [75] и [35] пришли к противоположным мнениям, какой из двух результатов для флуктуаций давления правильный! Мюнстер отдал предпочтение результату вычислений "по Гиббсу", тогда как авторы [35] - "по Эйнштейну". Надо сказать, что основательность мотивировки выбора примерно одинакова в обоих случаях.

Мюнстер ставит в упрек формуле (4) Ландау и Лифшица для вероятности флуктуаций, что в ней "... флуктуации в подсистеме ... рассматриваются как флуктуации термодинамического состояния, которое может быть выражено с помощью произвольного набора переменных состояния. При статистическом рассмотрении положение оказывается совершенно иным. Система здесь описывается статистическим ансамблем, состояние которого определяется набором параметров, зависящих от физических условий. По определению {?}, эти параметры не могут испытывать флуктуаций. ...Иными словами, флуктуирующие переменные нельзя выбирать произвольным

образом, потому что состояние подсистемы не может {??} быть однозначно определено в термодинамическом смысле. Поэтому не удивительно, что формализм Ландау и Лифшица ведет к серьезным расхождениям с теорией ансамблей." ([75], с.91). Дальше в качестве двух "наиболее ярких" примеров противоречий указывается на различие формул (4.76), (4.77) для флуктуаций давления и на существование ненулевого коррелятора  $\langle \Delta P \Delta V \rangle \neq 0$ , который должен быть, по мнению Мюнстера, равным нулю "согласно теории ансамблей".

Таким образом Мюнстер явно полагает, что число флуктуирующих параметров в формуле Ландау и Лифшица слишком велико, не прочь бы сократить их, исключив флуктуации интенсивных переменных  $\Delta T$  и  $\Delta P$ , которых, он считает, не должно быть с точки зрения "статистического рассмотрения". Но тогда из (4) сразу видно, что никаких флуктуаций в системе вообще не останется. Поэтому формулируются только возражения общего плана о "серьезных расхождениях".

Авторы [35], и это продолжается в рецензируемой работе, в целом заняли проивоположную точку зрения - флуктуируют все параметры, их нельзя заставить не флуктуировать. Невозможность, по их мнению, непротиворечиво описать на языке ансамблей Гиббса флуктуации интенсивных параметров есть основание для отказа от его подхода вообще и для провозглашения новой науки о всеобщих флуктуациях всего, что может быть охарактеризовано как макроскопическая переменная.

При этом обходится молчанием, что "новая" наука оказывается не свободной от порока того же типа - имеется несовпадение формул для флуктуации энергии, полученных в [35] (5.10) и в задаче №1 в [2\*] (§112). В [35] прямо сделаны два утверждения (см. выводы на с.1291):

- 1) что новая, основанная на "подходе Эйнштейна" наука дает одинаковые с каноническим ансамблем Гиббса результаты для флуктуаций экстенсивных переменных, с одной стороны, и
- 2) что она "эквивалентна подходу Ландау-Лифшица".

В [35] выписаны формулы, согласованные с первым утверждением, но поскольку ответы в [35] и [2\*] не сошлись, то этот имеется противоречие со вторым утверждением. В рецензируемой работе без объяснений уже используется результат из задачника Ландау и Лифшица (ф-ла (45), с.44), но как быть с опубликованным в 2000 году другим ответом и утверждением о совпадении обоих подходов в случае экстенсивных переменных (см. (3.55) и (5.10) в [35])?

На самом деле, представленное выше в разделе 1 обсуждение формулы (4) для вероятности флуктуаций дает ключ к вычислению флуктуаций давления по формулам Ландау и Лифшица, результат которого будет в точности соответствовать формуле (3.60) из [35], то есть усреднено по Гиббсу. Для этого достаточно потребовать равенства нулю флуктуаций объема,  $\Delta V = 0$ , так как именно постоянство объема в процессе усреднения по каноническому ансамблю есть условие, наложенное на рассматриваемую систему - газ в жестком потенциальном ящике. Это условие сохраняется в процессе установления внутреннего равновесия в подсистеме, нарушенного флуктуацией энергии. При наложении этого условия ответ для флуктуаций давления получается одинаковым и совпадающим с усреднением по каноническому распределению при любом возможном выборе пары независимых термодинамических переменных в формуле (4). Соответственно, вычисление флуктуаций давления при адиабатическом условии,  $\Delta S = 0$ , приводит в любых переменных к выражению с адиабатической сжимаемостью, как в формуле (112,11) в [2\*].

Что же касается флуктуаций температуры в подсистеме, то на них никаких внешних ограничений в такой задаче не наложено, и они должны принимать участие в установлении равновесия согласно имеющимся формулам.

Стоит отметить, что авторы [35] сами обратили внимание, что разница двух ответов у них обусловлена вкладом флуктуаций объема (см. (5.30)). Однако, вместо того, чтобы наложить условие постоянства объема при вычислениях по формуле Ландау-Лифшица, сочли принципиальным дефектом отсутствие вклада от флуктуаций объема в результате усреднения по каноническому распределению. И поспешили известить о рождении новой науки вместо отжившей статистической механики Гиббса.

Однако ни у Гиббса, ни у Эйнштейна нет "проблем". Они появляются у нас, когда делаются попытки приложить общие принципы и формулы статистической физики равновесного состояния к конкретной ситуации. Решение этих проблем может быть достигнуто либо грамотным использованием уже известных соотношений или потребовать дальнейшего развития и уточнения методов применения статфизики к реальным задачам. Но, пока по крайней мере, не требует пересмотра исходных принципов и соотношений. Что касается оценки самой работы [35], то поднятый в ней вопрос при корректном его разборе мог бы, наверное, рассматриваться для публикации в УФН в разделе "Методические заметки". Но причем здесь раздел "Актуальные проблемы"?

3. Касательно роли постоянных Больцмана и Планка в современной физике. Решительно не видно никаких оснований согласится со следующим утверждением автора: "... в течение многих лет в физике была распространена недобрая традиция воспринимать постоянную Больцмана только как переводной коэффициент между единицами измерения энергии и температуры." (с.15). Это не традиция, а сознательно и систематически используемое в большинстве теоретических работ обстоятельство, причем вполне "доброе", так как устраняет ненужное загромождение формул. Постоянная Больцмана не "воспринимается", а является переводным коэффициентом между разными системами единиц и может быть без всякого ущерба исключена из всех соотношений, в которых температура служит масштабом энергий или сама сравнивается с каким-либо масштабом энергий.



В отличие от постоянной Больцмана постоянная Планка выступает самостоятельной величиной и в соотношении неопределенностей, и как мера действия физического объекта. Даже если мы выберем систему единиц, в которой постоянная Планка приравнена единице, эта единица останется мерой в соотношении неопределенности или мерой действия. Объект, действие которого меньше единицы, будет отнесен к существенно квантовой системе, и наоборот. Мерой же неупорядоченного теплового движения внутри макроскопических тел является их температура, а не постоянная Больцмана.

Приравнивание "статуса" постоянных Больцмана и Планка нужно Суханову не само по себе, а для идейного обоснования взгляда о родственности статистической термодинамики и квантовой механики как вероятностных способов описания действительности. Пока ничего нового, кроме разговоров, сопровождающихся ошибочной интерпретацией смешанного коррелятора в термодинамике, этот взгляд не принес. Ложная значимость придается сопоставлению перекрестных корреляций сопряженных экстенсивного и интенсивного параметров с соотношением неопределенностей в квантовой механике, так как их физическое содержание совершенно различно.

В квантовой механике соотношение неопределенностей накладывает ограничение на возможную точность одновременного определения значений канонически сопряженных переменных. Слово "определение" здесь использовано не в качестве синонима к слову "измерение", а в прямом его значении - определение существующего. Сужение диапазона допустимых значений одной переменной делает вторую реально делокализованной в соответствующей области значений, вплоть до возможности устроить интерференцию квантового объекта с самой собой. В классической статистической термодинамике смешанный коррелятор говорит только о предельной величине энергии тепловых флуктуаций. Его значение не накладывает никаких внутренних принципиальных ограничений на одновременное существование и возможность измерения обоих параметров с желаемой точностью.

Более того, в отличие от случая квантовой механики в термодинамике теоретически можно выполнить условие, когда флуктуации одного из параметров строго равны нулю. Это должно было бы повлечь

неограниченный рост флуктуаций сопряженного параметра, если понимать соотношения  $\langle \delta E \delta T \rangle = T_0^2$  (46)

или  $\langle \Delta P \Delta V \rangle = -T$  ([35], с.1289), как в квантовой механике. Чего, как известно, не происходит ни в жизни, ни в формулах. Аналогичное выражение в теории электрических цепей для флуктуаций тока и напряжения  $\langle \delta I \delta V \rangle = T \Delta \omega$  используется для оценки температуры проводника по мощности тепловых флуктуаций, поглощенной согласованной нагрузкой в полосе частот  $\Delta \omega$ . Однако совершенно обыденна ситуация, когда есть только флуктуации тока или напряжения с конечной дисперсией, даваемой формулами Найквиста.

В свете сказанного совершенно бессодержательны рассуждения автора после формулы (53) об аналогии "соотношения неопределенностей" в термодинамике с соотношениями Гейзенберга. Результат перемножения формул для дисперсий сопряженных величин, отвечающих флуктуациям в неодновременно реализуемых условиях (при постоянном или флуктуирующем объеме в данном случае), не имеет никакого отношения к сути соотношения неопределенностей в квантовой механике. Приравнивание вероятностной природы квантовой теории и вероятностного описания поведения макроскопических систем в статистической физике является надуманным утверждением, не имеющим под собой реального обоснования.

4. Осталось разобраться с "оценкой исторического наследия Эйнштейна", представленной в работе. "Наша глобальная цель - показать, что чтение раннего Эйнштейна позволяет осветить новую важную грань его творческого наследия." (с.7). Такую постановку задачи можно было бы только приветствовать, если бы она не была подменена приписыванием Эйнштейну взглядов и научной позиции Суханова, для чего не только нет никаких оснований, но они прямо противоположны всему, что сделано в этой области Эйнштейном: в исходной мотивировке и постановке вопросов, в выводах и оценках полученных результатов. Не имея возможности за недостатком времени оппонировать всем попыткам Суханова сформировать из работ Эйнштейна фундамент для нового толкования статистической термодинамики, выделим наиболее примечательные и существенные.

#### Раздел 1. "ВВЕДЕНИЕ"

"Что ... касается ... работ {Эйнштейна} [15-17], к которым примыкает работа 1910 года [18], то ... {их} обычно принято относить к работам по статистической механике, выполненным якобы в духе метода Гиббса. На самом деле ... в его работах 1902-1910 гг. мы встречаемся с зарождением новой версии термодинамики - статистической термодинамики - существенно отличной от термодинамики Гиббса, основанной на статистической механике. Следует отметить, что в существующей литературе термин "статистическая термодинамика" иногда неправомерно относят к термодинамике Гиббса. На самом деле эти две теории качественно {!?!} различаются как трактовкой нулевого начала, так и описанием флуктуаций термодинамических величин. (с.6)".

Здесь ошибочны все утверждения! Эти работы Эйнштейна на самом деле выполнены методом статистической физики, или механики, как это тогда называлось. Наиболее существенные новые результаты (именно для статфизики) состоят, возможно, во введении понятия неполного равновесия, что позволило связать описание флуктуационных явлений на языке макроскопических переменных с базовыми понятиями статистической механики. Но никак не предложить нечто принципиально отличное. Так что "существенное отличие" есть, но именно вследствие развития, а не замены исходных постулатов и соотношений статфизики чем-то иным. По

поводу "качественного различия" двух теорий можно только сказать, что не только качественного различия - двух теорий нет, есть одна, включающая в себя работы Гиббса и Эйнштейна.

Ну и по поводу терминов - зачем же вкладывать новый смысл в старые слова? Да еще упрекать тех, кто этот термин ввел, в "неправомерности"? Они его придумали для обозначения вполне конкретного содержания, и этот термин вполне устоялся и признан. Если появилось что-то новое, дайте ему другое название, а не вкладывайте свой содержание в чужую оболочку. Даже в случаях, когда присвоенное название впоследствии оказывается не вполне созвучным содержанию, обычно научное сообщество демонстрирует крайний консерватизм в отношении смены названия. Пример - дискуссия относительно замены термина "термодинамика" на "термостатику" в конце 19-го века. Книжки выходили с термином "термостатика" в заглавии, но осталась-таки термодинамика. В данном же случае мы имеем дело с совсем нехорошим стремлением - подменить содержание старого термина!

Аналогичный упрек следует высказать автору и по поводу использования терминов классическая физика, квазиклассическая и неклассическая. Причем в этом просматривается не просто небрежное отношение к устоявшейся терминологии, а попытка, причем необоснованная, поставить на одну доску "новую статистическую термодинамику" с ее "неконтролируемым тепловым воздействием" и квантовую теорию.

## Раздел 2 "ОСНОВЫ СТАТИСТИЧЕСКОЙ ТЕРМОДИНАМИКИ".

### 2.1. "Кинетическая теория теплового равновесия и второго начала термодинамики" [15]

"Наряду с внешним сходством анализируемой работы Эйнштейна и книги Гиббса, необходимо отметить и существенные между ними различия, имевшие далеко идущие последствия... Гиббс был занят, главным образом, обоснованием известных законов феноменологической термодинамики, исходя из статистической механики... Эйнштейна же фактически интересовало не обоснование феноменологической термодинамики, а возможность последовательного выхода за ее рамки. (с.9)".

Эта интерпретация работы [15] и ее результатов прямо противоречит постановке задачи, сформулированной Эйнштейном во введении: <Как ни велики достижения кинетической теории теплоты..., теория эта до сих пор не имеет под собой удовлетворительной механической основы, поскольку законы теплового равновесия и второе начало термодинамики пока еще не удалось получить из одних только уравнений механики и теории вероятности, хотя Максвелл и Больцман ... почти достигли этой цели. В настоящем исследовании ставится задача восполнить этот пробел. ... Кроме того, математическое выражение для энтропии выводится с точки зрения механики.> Суханов здесь, как и во многих других местах, выдает желаемое за действительное.

Заключительное замечание в этой работе Эйнштейна: <Выражение для энтропии примечательно тем, что оно зависит только от энергии  $E$  и температуры  $T$ , причем конкретное представление  $E$  в виде суммы потенциальной и кинетической энергии уже не проявляется. Это обстоятельство позволяет предполагать, что наши результаты имеют более общее значение, чем использованные механические представления...> интерпретируется так

"... Эйнштейн исходно смотрел гораздо дальше Гиббса, имея в виду переход к статистической термодинамике, вовсе не связанной с какой-либо динамикой." (с.10)

Оставим Суханова при его мнении относительно того, кто смотрел дальше, оно легко опровергается, например, чтением предисловия Гиббса к его книге. Другое дело, что Эйнштейн продвинулся дальше в этом направлении, так к этому были вполне объективные обстоятельства, начиная хотя бы с разницы между ними в возрасте.

Но нельзя не отметить, что обсуждаемая статья Эйнштейна не дает никаких оснований утверждать, что Эйнштейн имел в виду некую "статистическую термодинамику, вовсе не связанную с какой-либо динамикой". Прямо же можно прочесть у Эйнштейна, что он имел в виду под более общим значением, чем использованные механические представления: <... не обязательно представление энергии в виде суммы кинетической и потенциальной энергий>, которое было принято в §1 этой работы. Причем в этом же параграфе были наложены дальнейшие ограничения в виде допущения, что кинетическая энергия - квадратичная функция скоростей, а потенциальная - только координат. Вот от всего этого полученная формула выглядела не зависящей - и только!

В обсуждаемом замечании Эйнштейн предполагает (!), что полученное соотношение между энергией и энтропией останется в силе и без описанных первоначальных допущений. И он дал доказательство в последующей работе, о которой еще будет идти речь. Но из этой фразы никак не вытекает утверждение Суханова об "отсутствии связи с какой-либо динамикой". Более того, в формуле Эйнштейна для энтропии явно присутствует интеграл по всему фазовому пространству обобщенных координат и импульсов, так что микроскопическая динамика продолжает непосредственно участвовать в формировании связи между энергией и энтропией.

Что касается надуманного упрека Суханова в адрес Гиббса, то для его опровержения достаточно привести цитату из предисловия к книге "Основные принципы статистической механики", где программная установка Гиббса сформулирована явно и совершенно однозначно: <При настоящем состоянии науки едва ли можно разработать динамическую теорию молекулярного взаимодействия, которая охватывала бы явления термодинамики, излучения и электрические явления, присущие совокупности атомов. Однако всякая теория, не учитывающая все эти явления, очевидно, является неполноценной... Несомненно на ненадежном фундаменте стоит тот, кто основывает свою работу на гипотезах о строении вещества.>[19], с. 352

Вполне допустимо в этих программных заявлениях увидеть желание достичь результатов, не зависящих от конкретного внутреннего устройства тел, с одной стороны, и надежду на то, что предполагаемая универсальность таких соотношений позволит получить их из рассмотрения решаемой микроскопической модели. Встав на такую точку зрения, мы должны не только не согласиться с приписыванием Эйнштейну чуждых ему взглядов, но и признать отсутствие различия между Гиббсом и Эйнштейном в понимании сути статистической механики, термодинамики и связей между ними.

Другое дело, что Эйнштейн в своем построении статистической механики уже примерял, как она сможет включить применение термодинамики к излучению, а Гиббс остался, в целом, в рамках молекулярных систем. Время написания статей Эйнштейном более позднее, молодой был, имел возможность (чисто физическую) интересоваться новейшими в то время квантовыми идеями. Не следует забывать, что книга Гиббса вышла в свет, когда ему оставалось жить еще всего около года!

## 2.2 "Теория основ термодинамики" [16]

В оценке второй работы [16] Эйнштейна из "трилогии" Суханов продолжает приписывать Эйнштейну свою трактовку как постановки задачи, так и результатов. Чтобы сделать обсуждение более предметным, приведем достаточно короткое введение к этой статье:

<В опубликованной недавно работе [15] я показал, что законы температурного равновесия и понятие энтропии можно ввести в рамках кинетической теории теплоты. Теперь, естественно, возникает вопрос, действительно ли необходима кинетическая теория теплоты для вывода фундаментальных проложений термодинамики или же для этого достаточно предположений более общего характера. То, что последнее действительно справедливо и каким способом можно придти к цели, будет показано в настоящей статье.>

Выход за рамки <кинетической теории теплоты> к <предположениям более общего характера> Суханов интерпретирует так: "Фактически (в этой работе) впервые вводится вероятностное описание в пространстве макропараметров." (с.10).

Простое сопоставление двух работ Эйнштейна [15] и [16] показывает, что оснований для такой интерпретации нет. Обе статьи построены по одинаковому плану, содержат почти одинаковое количество параграфов (9 и 10 соответственно) с почти совпадающими по сути и форме названиями параграфов. Все существенные отличия сосредоточены в §1. В работе [15] он называется "Механическое изображение физической системы", а в [16] - "Об общем математическом представлении процессов в изолированных системах".

В [15] читаем: <Представим себе, что произвольная физическая система может быть описана как механическая система, состояние которой однозначно определяется очень большим числом координат  $p_1, \dots, p_n$  и соответственным числом скоростей  $dp_1 / dt, \dots, dp_n / dt$ >. В [16] аналогичное место звучит так:

<Предположим, что состояние рассматриваемой нами системы однозначно определяется очень большим числом  $n$  скалярных величин  $p_1, \dots, p_n$ , которые мы называем переменные состояния.> То есть, в первой статье речь идет о пространстве  $2n$  координат и скоростей, как пространстве состояний физической системы, а во второй - об пространстве  $n$  скалярных величин.

И там, и там  $n$  - большое (макроскопически!) число. Сразу возникает вопрос: может ли быть макроскопически большое число макропараметров? Очевидный ответ - не может, так как тогда число параметров будет совпадать с числом микроскопических степеней свободы, и такое описание не будет макроописанием.

Для описания микроскопической динамики можно использовать различный математический аппарат: гамильтонов формализм, требующий наибольших ограничений на тип наложенных связей, лагранжев или просто уравнения движения, не выводимые ни из какой порождающей функции или функционала. Отличие математического описания физической системы во второй работе Эйнштейна от первого - это переход к уравнениям движения ([16], Eq.(1)), которые сформулированы без обращения к механическим понятиям пространственных координат, скоростей, функции Лагранжа и обобщенных импульсов.

Однако эти уравнения обладают двумя основными особенностями уравнений микроскопического описания: отсутствием диссипации, и предположением о наличии одного и только одного интеграла движения - полной энергии системы. Второе условие исключает из рассмотрения системы с инвариантными подмножествами изоэнергетической поверхности в пространстве состояний, т.е. обеспечивает эргодичность. Таким образом под переходом от кинетического описания к более общему Эйнштейн понимал отказ от представления энергии в виде суммы кинетической энергии, т.е. связанной с пространственным перемещением в пространстве материальных точек, и потенциальной, но никак не переход к "пространству макропараметров". Если, конечно, не понимать под макропараметрами такие, например, коллективные степени свободы, как плазмоны, фононы и т.п.

"... тот факт, что Эйнштейн вывел распределение подобного типа {каноническое} непосредственно в пространстве макропараметров {в тексте - микро, но это опечатка} без каких-либо ссылок на микроописание оставался долгие годы совершенно неосознанным." (с. 11)

Но было ли что осознавать? Сравним последовательно вывод Эйнштейном микро- и канонического распределений в статьях [15] и [16]. В обеих работах этот вывод изложен в §§2,3. В обеих явно используются: 1) стационарность состояния во времени; 2) наличие единственного интеграла движения, энергии, как функции переменных состояния; 3) неизменность искомого распределения во времени в силу стационарности; 4) сами уравнения движения. Условия 1)-3) присутствуют в совершенно одинаковой форме в обеих статьях. Уравнения

движения в первой работе Эйнштейна применяются с использованием теоремы Лиувилля о сохранении фазового объема консервативной системы, а во второй - непосредственно при явном вычислении полного приращения за время  $dt$  для энергии как функции от точки в пространстве состояний. По сути - это использование одних и тех же свойств микроскопического движения - однозначность, непересекаемость траекторий движения по отношению к начальным условиям, и предположение о равномерном покрытии траекториями изоэнергетической поверхности. Только при этом условии вероятность реализации какого-либо состояния, которую Эйнштейн определяет относительным временем пребывания в нем системы, оказывается пропорциональной соответствующей доле изоэнергетической поверхности. После перехода от микроканонического распределения для изолированной системы к каноническому распределению для подсистемы с использованием малости последней Эйнштейн получает распределение именно в пространстве микроскопических состояний.

Поэтому не только слова о "пространстве макропараметров", но и утверждение "без каких-либо ссылок на микроописание" не соответствуют реальному положению дел. Вообще надо заметить, что систематически повторяемый рефрен "в пространстве макропараметров" по отношению к рассматриваемым работам Эйнштейна не имеет под собой основания в подавляющем большинстве случаев.

### Раздел 2.3 "К общей молекулярной теории теплоты"[17]

Посвящен анализу третьей работы Эйнштейна, озаглавленной "К общей молекулярной теории теплоты". Присутствие слова "молекулярной" в названии, данном Эйнштейном, не мешает Суханову написать: "Сам автор рассматривает заключительную часть трилогии в качестве существенного дополнения к работе [16]. Поэтому термин "общая молекулярная теория теплоты" следует трактовать как статистическую термодинамику, не базирующейся на какой-либо динамике. (с. 13)".

Ну что тут скажешь? Следует трактовать - и все тут!. Однако сам Эйнштейн так характеризует исходные посылки статьи [17]: <Говоря об "общей молекулярной теории", я подразумеваю теорию, которая в основном покоится на предположениях, перечисленных в §1 работы [16]>. Из проведенного выше обсуждения работы [16] следует, что никаким введением распределений в пространстве макропараметров в этих трех работах Эйнштейн не занимался.

Следующая линия, которую автор проводит в своем историческом анализе, это вопрос о флуктуациях интенсивных переменных: "В связи с этим (речь идет о флуктуациях всех термодинамических величин, включая температуру) Эйнштейн впервые в истории физики приходит к выводу о необходимости обобщения нулевого начала термодинамики. ... Правда, Эйнштейн здесь еще не проводит явного вычисления величины  $\Delta T$ , но, начиная с этого момента, во всех своих формулах он подразумевает под температурой только температуру термостата  $T_0$  ...".

Содержание процитированного отрывка находится в полном разрыве с существом дела. В статье [17] и вообще во всех работах Эйнштейна нет вообще никаких новых формулировок нулевого начала или слов о необходимости его изменения в связи с осознанием роли флуктуаций температуры. Тем более в виде неравенств (4) рецензируемой работы. Наоборот, подставляя температуру термостата  $T_0$  во все формулы для канонического распределения рассматриваемых систем, которые находятся в тепловом взаимодействии <со средой с температурой  $T_0$  (§2)>, или <соприкасаются с системой, обладающей относительно бесконечно большой энергией и абсолютной температурой  $T_0$  (§§3,4)>, Эйнштейн тем самым явно соблюдает нулевое начало в его обычном смысле (равенство температур всех составных частей большой системы в равновесии) и использует температуру термостата для вычисления распределения ансамбля систем по энергиям. Ничего другого, кроме температуры термостата, согласно обычной трактовке по "Клаузиусу и Гиббсу" стоять в этих формулах и не может.

К тому же, все "начала" - от нулевого до третьего - суть аксиоматические основания феноменологической термодинамики, которые в статистической физике доказываются, исходя совсем из других постулатов (см., например, обсуждение вопроса о соотношении феноменологической и статистической термодинамики в книге Леонтовича [3\*], с. 163), и которой Эйнштейн никогда не занимался.

Каким образом, "перечитывая" эту статью Эйнштейна, можно было придти к заключению: "... главное различие, которое возникает между трактовкой Гиббса, основанной на статистической механике, и статистической термодинамикой Эйнштейна, основанной на вероятностном (стохастическом) описании в пространстве макропараметров, состоит в трактовке понятия теплового равновесия.?" (стр. 14). Только выдавая желаемое за действительное.

### Раздел 2.4 "Теория опалесценции в однородных жидкостях и жидких смесях вблизи критического состояния"[18]

Даже в этой работе, где Эйнштейн явно сформулировал возможность зависимости неравновесной энтропии от макроскопических параметров подсистемы, он учитывал при вычислении флуктуаций диэлектрической проницаемости только изотермические флуктуации плотности (см. [9\*], сс. 32, 37) и пренебрег возможностью ввести в рассмотрение флуктуации температуры, которые так и остались "присутствующими неявно" в его работах.

В анализе работы [18] Суханов сформулировал точку зрения, которые нельзя расценить иначе, как неадекватную трактовку научных взглядов Эйнштейна на статистическую физику. На стр. 20 читаем: "... Эйнштейн ... изменил ... зависимость энтропии  $S$  от (структурной функции)  $\Omega$  на зависимость  $\Omega$  от  $S$ , что позволило

избежать обращения к статистической механике... Однако эта простота обманчива. Она имеет глубокий подтекст. Начиная с этого момента, Эйнштейн признал принципиальную невозможность вывести макроописание природы из микроописания." (с.20)

Ничего такого в работе нет, и ничего такого Эйнштейн никогда не признавал - ни публично, ни про себя. Наоборот, многократно указывал, что, по его мнению, статистическое описание всегда есть неполное описание, за которым следует искать (должно присутствовать) детерминистически определенные уравнения движения для переменных состояния (см., например, заметку 1953 г. "Вводные замечания об основных понятиях", в Собрании трудов, т. 3, с. 623). Совершенно абсурдно в свете такой известной его позиции приписывать Эйнштейну признание чего-то даже похожего на "принципиальную невозможность"!

Что на самом деле сделано в статье? Отметив, действительно, ограниченность, присущую определению понятия вероятности состояния (и, соответственно, энтропии) через определение соответствующей доли фазового объема, он возвращается к предложенному им в [16] определению вероятности состояния как относительного времени пребывания системы в этом состоянии при динамическом блуждании изображающей точки по изоэнергетической поверхности:

<Если необратимость системы не носит принципиального характера, то наша система с течением времени будет снова и снова проходить через эти состояния...> ([18], с.217).

Такое определение вероятности состояния вполне принято в современной статистической физике. Изучение классов динамических систем, к которым его можно применять, составляет предмет эргодической теории. Оно не является идеальным и используется как одно из возможных в рассуждениях об основаниях статистической физики, как отмечал еще Лоренц в своих лекциях 1911 года ([22], с 34-35) . Читаем у Лоренца в разделе 2, названном <Сравнение двух определений вероятности (состояния)>, {первое - по Больцману и Гиббсу, второе - по Эйнштейну}:

<... При таком положении дела почему не сохранить только это второе определение? Потому, что, вообще говоря, нельзя ничего извлечь из этого определения без добавочной гипотезы, благодаря которой оно теряет свое кажущееся преимущество большего согласия с действительностью... Заметим еще, что определение Эйнштейна может служить только для сравнения, если имеем дело с одним телом, вероятностей различных состояний, при которых тело обладает той же энергией. Т.о. нельзя вывести из него отношения вероятностей... Наоборот, при первом определении разложение вероятности (состояния двух слабозаимодействующих подсистем) на два множителя появляется само собою, благодаря самому способу постановки вопроса и определению вероятности.>

Во всех этих исторических следах формирования современного понятийного и математического аппарата статистической термодинамики как раздела статистической физики, относящегося к равновесным системам, никак нельзя углядеть основания, по которым Суханов приписал Эйнштейну "признание принципиальной невозможности вывести макроописание из микроописания".

Что действительно можно усмотреть у Эйнштейна, так это желание представлять выведенные термодинамические соотношения в форме, максимально независимой от конкретного языка микроописания выбранной модели макроскопической системы. Но сами эти соотношения выводятся из микроописания без какого бы то ни было разрыва с концептуальными и формальными основами статистической физики, заложенных Гиббсом и признаваемых в полном объеме Эйнштейном, который независимо прошел тот же путь.

#### ОБЩАЯ ОЦЕНКА НАРИСОВАННОЙ В РАБОТЕ ИСТОРИЧЕСКОЙ КАРТИНЫ

Небезинтересно проследить, как Суханов пытается объяснить отсутствие в статьях Эйнштейна упоминаний о создании им "новой" термодинамики. Указав на оценку Эйнштейном его работ 1903 года по статистическим основаниям термодинамики, в которой на самом деле Эйнштейн однозначно говорит о полном согласии с методом Гиббса, но не приведя ее, Суханов пишет: "Однако эти оценки не могут иметь сегодня решающего значения. Общеизвестна исключительная скромность Эйнштейна."

Под "оценками, не имеющими сегодня значения", имеется в виду четко высказанная в 1911 году (!) мысль: <..... по-моему, следует предпочесть предложенный Гиббсом в его книге путь, исходным пунктом которого является канонический ансамбль. Если бы книга Гиббса была мне известна в то время, я вообще не стал бы публиковать упомянутые работы 1902 и 1903 годов (речь идет о работах, которые Суханов относит к основополагающим для "новой" термодинамики), а ограничился бы рассмотрением некоторых частных вопросов.> [5] .Сказано недвусмысленно и никогда не опровергалось.

Что касается "скромности" Эйнштейна, то на научную деятельность это качество его личности не распространялось. Автора специальной и общей теорий относительности, идеи квантования излучения, тех же, действительно глубоких, работ по статистическому обоснованию термодинамики никак нельзя отнести к типу ученых, "скромно" недооценивающих полученные ими результаты. Переименование сути научной деятельности Эйнштейна в этой области физики понадобилось, повидимому, Суханову исключительно для подкрепления собственной позиции как открывателя (одного из?) "новой статистической термодинамики".

Из того же разряда объяснение отсутствия в статьях Эйнштейна вычислений флуктуаций интенсивных термодинамических переменных: "Что касается дисперсии температуры, то соответствующее выражение у него (Эйнштейна) присутствовало лишь неявно. (с. 42)". Читай - отсутствовало!

Довольно анекдотична попытка зачислить Ландау и сторонники "статистической термодинамики, отличной от ... Гиббса". "Вклад Ландау и Лифшица в становление статистической термодинамики очень

значителен... Вместе с тем, будучи последовательными сторонниками подхода Гиббса, они в должной мере не представили подход Эйнштейна как принципиально новый взгляд на вероятностное описание природы на макроуровне." (с.43). "Возникает естественный вопрос, почему столь крупное достижение Ландау и Лифшица до последнего времени {что имеется в виду, что произошло в последнее время!?!} оставалось в тени, да и сами авторы и их последователи не особенно стремились пропагандировать этот фундаментальный результат. На этот счет можно высказать два предположения... Прежде всего, утверждение Эйнштейна о существовании равновесных флуктуаций температуры {нет такого утверждения} и других интенсивных макропараметров, разделяемое Ландау и Лифшицем, встретило в свое время резкую критику (например, у Мюнстера [75])."

Эту фразу надо понимать так - Ландау испугался вслух заявить, что им развита новая замечательная теория вместо теории Гиббса, но продолжал во всех многократных переизданиях тома "Статистическая физика", ч.1 прятаться от критики за спину уважаемого ученого. Интересно было бы присутствовать при встрече Суханова с Ландау после прочтения последним таких пассажей!

Ряд других великих имен ставятся под знамена Суханова чохом: "Следует отметить, что идею невыводимости макроописания природы из ее микроописания вызревала постепенно. В 19 веке ее исповедывали сторонники "энергетизма" во главе с Махом и Освальдом. С самого начала 20 века эту идею разделял Эйнштейн, а вслед за ним Планк, Лоренц, Бор, Фок, и др." (с.59)

Своеобразная трактовка энергетизма! Это течение было связано, оказывается, не с нежеланием строить рассуждения на недоказанных предположениях об атомарной структуре материи, а на идее "несводимости"! Думается, что Мах и Освальд с достоинством изменили бы свое отношение к атомизму, увидев, к примеру, фотографии атомов, сделанных методами туннельного микроскопа в разных его вариациях. В случае же приверженности идее "несводимости" никакие такие фотографии и прочие экспериментальные доказательства атомистического строения макроскопических тел не имеют никакого значения, поскольку одно к другому "не сводится". Что стоит за этим термином, какой материальной причиной вызывается эта несводимость - остается фигурой умолчания.

Аналогично обстоит дело с другими перечисленными известными лицами. Суханов дает их высказываниям, выражавшим конкретную неудовлетворенность достигнутым на данный момент уровнем понимания природы, совершенно чуждую этим ученым трактовку.

Не обходится стороной и естественно возникающий вопрос - что же обо всем этом думали и думают менее известные участники научной деятельности? Оказывается, несмотря на такую мощную поддержку со стороны перечисленных великих умов

"... становление теории, учитывающей неконтролируемое тепловое воздействие, долгое время происходило достаточно медленно и незаметно для научной общественности." (с.3).

"...большинство историков физики почти полностью игнорируют фундаментальный вклад Эйнштейна в развитие термодинамики." (с.4).

"Именно в этом направлении, на наш взгляд, Эйнштейн внес фундаментальный вклад, не оцененный по достоинству до сих пор." (с.5).

"Тот факт, что Эйнштейн заложил основы еще одного фундаментального раздела теоретической физики - статистической термодинамики - остался вне поля зрения исследователей." (с.5).

"Когда сегодня обращаешься к этой работе Эйнштейна, прежде всего необходимо понять причины недооценки ее фундаментального характера на протяжении всех прошедших лет... ." (с.10).

"... тот факт, что Эйнштейн вывел распределение подобного типа непосредственно в пространстве макропараметров... оставался долгие годы совершенно неосознанным." (с.11).

"Подводя итоги, следует подчеркнуть, что большинство современных историков творчества Эйнштейна явно недооценили фундаментальное значение его работы 1903 г." (с.12).

"Удивительно..., что ведущие исследователи роли термодинамики в трудах Эйнштейна [7-11] не заметили в данной статье ничего нового, кроме анализа... критической опалесценции." (с.19).

"Проведенный нами анализ свидетельствует о том, что фундаментальные достижения Эйнштейна в области статистической термодинамики не были в должной мере оценены его научными современниками." (с.38).

Перечитав это собрание (еще не полное!) критических стрел в адрес "научной общественности" и отдельных пугливых и скромных ее представителей, неосознававших и неосознающих истинные ценности, вспоминаешь армейский анекдот про отделенного, который один идет в ногу, а все отделение шагает не в ногу.

Причина такого положения - в надуманности самой концепции статистической термодинамики, "отличной от статистической механики Гиббса".

В заключение заметим, что изложенные в работе Суханова взгляды на статистическую физику не разделялись ни в начале XX века, ни в конце. В качестве иллюстрации первого утверждения процитируем оценку Лоренца, данную им в 1915 году ([22], с.10): <... можно поставить вопрос: нельзя ли найти закон Карно-Клаузиуса при помощи молекулярных теорий, понимая, конечно, последние в очень широком смысле, т.к. общности результата должна каким-либо образом соответствовать общность предпосылок?... Больцману принадлежит честь первого успешного подхода к этой задаче и установление связи между понятием вероятности, определенным образом понимаемой, и термодинамическими функциями, в частности, энтропией. Рядом с ним нужно считать

одним из основателей этой новой ветви теоретической физики - статистической термодинамики - У. Гиббса. Далее следует упомянуть работы Пуанкаре, Планка и Эйнштейна.>

Обращает на себя внимание, насколько эта, явно сформулированная Лоренцем оценка положения дел расходится с тем, что ему приписано на стр. 11 и 50. В ней не содержится никакого противопоставления "микроскопической" статистической механики Гиббса и "статистической термодинамики", начало которой положил якобы Эйнштейн.

С мнением Лоренца начала века не расходится и историческое резюме в статье Л.П. Питаевского "Статистическая физика", опубликованной в 1994 г. ("Физическая энциклопедия", т.4, с.665), где под статистической термодинамикой понимается просто раздел статистической физики, занимающийся равновесными системами. Созвучна оценка роли Гиббса и статистической механики, данная Д.Н. Зубаревым в предисловии редактора к изданию работ Гиббса в серии "Классики науки" [19]: "Метод статистических ансамблей Гиббса является фундаментом статистической механики, на котором основан весь современный прогресс этой науки."

#### Вывод.

Из изложенного следует, что публиковать работу Суханова нельзя. В настоящем виде она является не историческим исследованием, а чисто пропагандистским, изложенным с предвзятых позиций материалом в пользу претенциозной, но не доказавшей свое право на существование теории. Ее публикация способна только смутить какую-то часть читателей журнала как своей безапелляционной и необоснованной критикой современной статистической физики, так и искажением исторической картины развития последней.

#### Литература

- [1\*] М. Планк. Избранные труды. Наука, М., 1975
- [2\*] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Статистическая физика, ч.1, 4-е изд., Наука-ФМ, М., 1995
- [3\*] М.А. Леонтович. Введение в термодинамику. Статистическая физика. Наука, М., 1983
- [4\*] Задачи по термодинамике и статистической физике. Под ред. П. Ландсберга. Пер. с англ. под ред. И.П. Базарова, Мир, М., 1974
- [5\*] Т. Хилл. Статистическая механика. ИЛ, М., 1960
- [6\*] Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский. Статистическая физика, ч. 2, ФМ, М., 2001
- [7\*] Р. Кубо. Некоторые вопросы статистико-механической теории необратимых процессов. В сб. Термодинамика необратимых процессов, пер. под ред. Д.Н. Зубарева, ИЛ, М., 1962, с. 345
- [8\*] А. Einstein. Ann. Phys. v.22, 569 (1907) [А. Эйнштейн. Собрание научных трудов, т.3, 1966, с.145]
- [9\*] И.Л. Фабелинский, Молекулярное рассеяние света, Наука, М., 1965
- [5] А. Einstein. Ann. Phys. v.34, 175 (1911) [там же, с.252]
- [15] А. Einstein. Ann. Phys. v.9, 417 (1902) [там же, с.34]
- [16] А. Einstein. Ann. Phys. v.11, 170 (1903) [там же, с.50]
- [17] А. Einstein. Ann. Phys. v.14, 351 (1904) [там же, с.67]
- [18] А. Einstein. Ann. Phys. v.33, 1275 (1910) [там же, с.216]
- [19] Дж. В. Гиббс. Термодинамика. Статистическая механика. Наука, М. 1982
- [22] Г.А. Лоренц. Статистические теории в термодинамике. М.-Л., ОНТИ, 1935
- [35] Ю.Г. Рудой, А.Д. Суханов. УФН, т.170, в.12, с.1265, (2000)
- [75] А. Мюнстер. Теория флуктуаций. В сб. Термодинамика необратимых процессов, пер. под ред. Д.Н. Зубарева, ИЛ, М. 1962, с. 36
- [78] Д.Н. Зубарев. Неравновесная статистическая термодинамика. Наука, М., 1971