ЕЩЁ РАЗ О ПРИМЕНЕНИИ ТЕРМОДИНАМИКИ К ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ФЛУКТУАЦИЯМ

Ознакомление со статьёй М. Л. Левина [1] привело меня к заключению, что в ней вопрос о термодинамическом рассмотрении электрических флуктуаций не только не «изложен с должной ясностью», но, напротив, трактуется совершенно ошибочным образом. Поэтому представляется необходимым ещё раз хотя бы кратко остановиться на этом круге вопросов.

Г. С. Горелик [2] предложил вывод классической формулы Найквиста, основанный, как казалось на первый взгляд, только на использовании термодинамики и теории переменных токов. Полученный в [2] результат является, однако, парадоксальным, так как противоречит, в частности, квантовой теории и, следовательно, должен быть связан с какими-то дополнительными предположениями. В моей статье [3] (ниже цитируется как I) в числе некоторых других вопросов рассмотрен и парадокс Г. С. Горелика, причём показано, что предложенный в [2] вывод формулы Найквиста действительно не является чисто термодинамическим, а содержит также очень сильное допущение о равенстве нулю энергии взаимодействия между сколь угодно сильно затухающей «подсистемой» (контуром) и его окружением (подробнее и точнее см. I) *). Только подобное предположение,

*) Пользуюсь случаем указать на замеченные в I опечатки. В формуле (1.3) в первом интеграле верхний предел равен T, а не ∞. В формуле (1.4) множитель 4π стоит в знаменателе, а не в числителе. В формуле (2.6) в экспоненте перед i нужно поставить знак минус. Внизу стр. 363 в выра-

могущее отвечать действительности лишь в классической области (случай мгновенных толчков), позволяет применять к контуру термодинамику так, как это делается в [2] (а также в [1]). В квантовой области пренебрежение взаимодействием при сильном затухании невозможно, в силу чего вывод [2, 1] применим только в классическом случае и не является, таким образом, термодинамическим в обычном смысле слова. Сделанное в I заключение о неприменимости термодинамического рассмотрения, содержащегося в [2, 1], к сильно затухающей квантовой подсистеме, опирается в первую очередь на строго доказанную квантовую формулу Найквиста и следствия из неё (см. I и [4]). Из квантовой формулы Найквиста вытекает, что в квантовой области, если сопротивление контура $R \neq 0$, то средние значения магнитной и электрической энергий $\overline{K}$ и $\overline{U}$ не равны между собой и зависят от R. Между тем при термодинамическом подходе выражения $\overline{K}$ и $\overline{U}$ всегда не зависят от R (см. [1, 2] и I, стр. 373—374) и согласно [1] всегда $\overline{K} = \overline{U}$. Итак, неприменимость термодинамики несомненна и интерпретируется в I как результат нарушения предположения об аддитивности энергии «подсистемы» и её окружения, используемого как при феноменологическом построении термодинамики (см. [5], §§ 7, 16), так и при статистическом её обосновании.

Что же утверждает М. Л. Левин? Он сводит всё дело к одному положению, состоящему в том, что «в квантовой области частот нельзя считать сопротивление не зависящим от частоты». Именно поэтому согласно [1] нельзя в квантовом случае применять к контуру термодинамику и несправедливы заключения, полученные в [2, 1] в предположении, что $R = \text{const}$.

Однако этот основной тезис М. Л. Левина и при этом единственный момент в его статье, который мог бы, на мой взгляд, представлять интерес, не выдерживает никакой критики. Действительно, физические утверждения типа утверждения о независимости R от ω, как хорошо известно, не носят абсолютного характера, а означают лишь, что для данной задачи зависимостью R от ω можно пренебречь. Считать же, что с абсолютной точностью $R = \text{const}$, нет оснований ни в классической, ни в квантовой областях, и вопрос состоит только в том, какая зависимость R от ω может ещё считаться несущественной. Между тем М. Л. Левин не делает никаких оценок величины изменения R с ω и ограничивается общим утверждением, что в квантовой области $R = R(\omega)$; в то же время совершенно очевидно, что достаточно слабая зависимость R от ω должна быть не существенна в любой теории. Уже отсюда ясна порочность позиции М. Л. Левина, что станет уже совершенно несомненным из дальнейшего. Раньше всего напомним, что приводимые в [1, 2] парадоксальные выводы целиком основываются на рассмотрении выражений вида

$$\overline{U} \equiv \int_0^\infty U(\omega)\, d\omega = \int_0^\infty \frac{CRf(\omega, T)\, d\omega}{R^2C^2\omega^2 + (LC\omega^2 - 1)^2} \quad .$$

жении для H_0 стоит $F(t)$, а не $F(x)$. На стр. 364 в строке 8 сверху в выражении для $Z(\omega)$ стоит ωm вместо m. На стр. 365 в 12 строке снизу $\Delta\omega \gtrsim 1/\Delta\tau$ вместо $\Delta\omega \gtrsim \Delta\tau$. В формулах внизу стр. 372 и наверху стр. 377 в одном месте пропущены соответственно дифференциалы dC и dL.

Укажем также на появившееся после выхода статьи I из печати две новые работы [7, 8], касающиеся квантовой теории электрических флуктуаций.

в предположении, что $R = \mathrm{const}$ (предполагается, кроме того, как и везде ниже, что постоянны также параметры L и C). Приведённое выражение для $U(\omega)$ и ему аналогичные при очень высоких частотах, очевидно, несправедливы, так как при этом недопустимо введение понятий о сопротивлении, ёмкости и т. п. Поэтому фактически предполагается, что для реальных систем, по крайней мере в классическом случае, область очень высоких частот не сказывается на значении интеграла, и сопротивление R с достаточной точностью постоянно не при всех частотах в интервале $(0, \infty)$, а только в конечной области частот, где существенно отличие подинтегрального выражения от нуля. Подобное допущение, типичное для физических задач, содержащих интегралы с бесконечным пределом, имеет известные основания, поскольку в классическом случае $f(\omega, T) = \frac{2kT}{\pi} = \mathrm{const}$ и подинтегральная функция быстро убывает с ростом ω. Но, принимая указанное допущение (а иначе нет никаких парадоксов и вообще не о чем говорить), легко видеть, что переход в квантовую область не только не усиливает, но, напротив, ослабляет требования к постоянству R от ω. В самом деле, при переходе к квантовому случаю, что для данной системы достигается в результате достаточно сильного понижения температуры, условие применимости классической теории $\hbar\omega \ll kT$ уже не выполнено для всех частот, еще существенных при вычислении $\overline{U}$, и $f(\omega, T) = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{\hbar\omega}{\exp(\hbar\omega/kT) - 1} \leqslant \frac{2kT}{\pi}$ (см. I; не зависящим от T членом в $f(\omega, T)$ пренебрегаем, что вполне обосновано). Отсюда ясно, что в квантовом случае, в силу уменьшения множителя f с ростом ω область высоких частот вносит в интеграл ещё меньший вклад, чем в классическом случае. Правда, с понижением температуры меняются также сопротивление R и его частотная зависимость, но, опираясь на хорошо известные из опыта и квантовой теории свойства реальных металлов, легко показать, что это обстоятельство в широких пределах не меняет нашего вывода (см. также ниже).

В этом пункте как раз особенно ярко выступает схоластичность всего подхода М. Л. Левина к проблеме. Кратко рассмотрев некоторую модель проводника (кстати сказать, модель, не имеющую отношения к действительности и обсуждаемую некорректно) и заключив, что $R = R(\omega)$, М. Л. Левин без всяких оценок величины изменения R с ω не только делает далеко идущие выводы, о которых мы говорили выше, но в конце своей статьи утверждает, кроме того, что расчёты с помощью квантовой формулы Найквиста при $R = \mathrm{const}$ (см. I, стр. 366—369) дают «результаты, не имеющие физического смысла». Между тем достаточно обратиться к реальным примерам, чтобы убедиться в противном. Так, например, при $T = 0{,}1^\circ$ K область частот $\omega \gg \omega_0 = kT/\hbar \approx 1{,}3 \cdot 10^{10}$ ($\lambda_0 = \frac{2\pi c}{\omega_0} \approx 15$ *см*) не вносит практически никакого вклада в вычисляемые в I значения $\overline{K}$ и $\overline{U}$. Далее, для металлов дисперсия проводимости существенна обычно лишь при $\omega \gg \nu$, где ν — число соударений (см., например [6], гл. IV), причём во многих случаях даже при низких температурах $\nu \gg 10^{12} \div 10^{13}$. Поэтому в рассматриваемых условиях упомянутые расчёты совершенно законны и при их проведении действительно с огромной степенью точности можно положить $R = \mathrm{const}$. Например, при $\nu \sim 3 \cdot 10^{12}$ учёт дисперсии R необходим только, если требуется точность, определяемая множителем порядка $\exp\left(-\frac{\nu}{\omega_0}\right) \sim 10^{-100}$ (!). Можно сомневаться в том, что найдётся физик, которого М. Л. Левину удастся убедить в принципиальном значении учёта подобной дисперсии R для теории электрических флуктуаций.

Для полноты картины нам остаётся только заметить, что «ошибочные утверждения», содержащиеся согласно М. Л. Левину в I, состоят «прежде всего» именно в том, что, по мнению В. Л. Гинзбурга, «мыслимы проводники, сопротивление которых не зависит от частоты даже в квантовой области». Как ясно из сказанного ранее, такие проводники не только мыслимы, но и действительно существуют — они представляют собой самые обыкновенные несверхпроводящие металлические проводники, находящиеся при достаточно низкой температуре (для того, чтобы не был существен скин-эффект, проводники должны быть, кроме того, достаточно тонкими).

Наконец, нельзя обойти молчанием и попытку М. Л. Левина по существу отрицать ограниченность применимости термодинамики на том основании, что выяснение законности её применения в том или в ином случае «приводит в конечном счёте к незаслуженной дискредитации феноменологической термодинамики». Да, я действительно считаю, что термодинамику нельзя использовать «не думая», и в случае применения термодинамики к электрическим флуктуациям мы имеем яркий тому пример. История физики знает и другие такие примеры — достаточно вспомнить о «тепловой смерти» вселенной и об ограниченности нестатистической трактовки 2-го начала. Поэтому защита М. Л. Левиным неограниченного применения феноменологической термодинамики может вызвать только удивление. Это удивление ещё больше возрастает, если учесть, что сам М. Л. Левин в своей статье утверждает, хотя и с ошибочных позиций, что в квантовой области «термодинамическое рассмотрение электрических флуктуаций невозможно» (так как, по его мнению, в этом случае всегда $R = R(\omega)$).

Ограниченность места, предоставленного мне редакцией УФН, делает невозможным разбор ряда других критических замечаний и утверждений М. Л. Левина, статья которого изобилует логическими и фактическими неточностями. В подобном разборе, впрочем, и нет особой необходимости, так как я уверен в том, что внимательный читатель, ознакомившись со статьёй I и настоящей заметкой, сам без труда убедится как в необоснованности критики М. Л. Левиным статьи I (см. *)), так и, главное, в выясненной выше несостоятельности его собственной аргументации.

Вместе с тем я хотел бы подчеркнуть, что отнюдь не считаю изложение в I вопроса о применении термодинамики к электрическим флуктуациям достаточно полным и строгим со всех точек зрения. Напротив, в этой области и вообще в вопросе о границах применимости термодинамического подхода с позиций квантовой статистики имеются моменты, требующие дальнейшего анализа. Однако я не считал необходимым в прошлом и не собираюсь в будущем заниматься таким анализом, потому что вся эта проблема представляется мне имеющей лишь весьма небольшой и при этом только методический или, быть может, педагогический интерес.

В. Л. Гинзбург

---

*) В качестве примера укажу, что в I скин-эффект предполагается отсутствующим, как это видно из сказанного на стр. 359 и в примечании к стр. 365; между тем в своей критике М. Л. Левин предполагает, что скин-эффект учитывается. Из сделанных в [1] замечаний я согласен лишь с тем, что при нормировке спектральных плотностей удобнее не писать коэффициента 4π и что нет оснований для сделанного в I на стр. 365 вывода о сходимости величины $\overline{\mathscr{E}^2}$ при учёте немгновенности соударений. Оба эти момента являются, однако, совершенно второстепенными.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. М. Л. Левин, См. УФН этот выпуск, стр. 486.
2. Г. С. Горелик, УФН **44**, 33 (1951).
3. В. Л. Гинзбург, УФН **46**, 348 (1952).
4. H. B. Callen a. T. A. Welton, Phys. Rev. **83**, 34 (1951).
5. М. А. Леонтович, Введение в термодинамику, Гостехиздат (1951).
6. А. Вильсон, Квантовая теория металлов, ГТТИ (1941).
7. J. L. Jackson, Phys. Rev. **87**, 470 (1952).
8. J. Weber, Phys. Rev. **90**, 977 (1953).