

Академик Л. Д. ЛАНДАУ

## К ТЕОРИИ СВЕРХТЕКУЧЕСТИ

За время, прошедшее после опубликования моей работы о теории сверхтекучести гелия II <sup>(1)</sup> (см. также <sup>(2,3)</sup>), эти вопросы обсуждались в литературе, и я хотел бы высказать свою точку зрения по поводу некоторых делавшихся при этом утверждений (в особенности в связи с последней работой Л. Тиссы <sup>(4)</sup>) \*.

Возможность введения для любой слабо возбужденной макроскопической системы понятия об „элементарных возбуждениях“, описывающих „коллективное“ движение частиц и характеризующихся определенными энергией  $\epsilon$  и импульсом  $p$  (вне зависимости от конкретной функциональной связи  $\epsilon(p)$ , т. е. от вида спектра), является неизбежным следствием квантовой механики. Именно это, на мой взгляд бесспорное предположение лежит в основе микроскопической части развитой мной теории. Напротив, рассмотрение движения отдельных атомов в системе сильно взаимодействующих частиц очевидным образом противоречит основным принципам квантовой механики \*\*.

Что касается конкретного вида энергетического спектра, то общие соображения позволяют лишь заключить (см. <sup>(1)</sup>), что при малых энергиях должна иметь место „фононная“ зависимость энергии элементарного возбуждения от его импульса:  $\epsilon = cp$  ( $c$  — скорость звука). Это обстоятельство само по себе достаточно для строгого доказательства сверхтекучести жидкости при достаточно низких температурах (см. <sup>(1)</sup>, § 5). Полезно указать, что Н. Н. Боголюбову недавно удалось с помощью остроумного применения вторичного квантования определить в общем виде энергетический спектр бозе-эйнштейновского газа со слабым взаимодействием между частицами <sup>(7)</sup>. Как и следовало ожидать, автоматически возникло понятие об элементарных возбуждениях, причем их энергия в функции от импульса изображается одной кривой, имеющей линейный начальный участок. Хотя модель такого газа и не имеет прямого отношения к реальному гелию II, но она показывает, каким образом математический формализм квантовой механики фактически приводит к подобному энергетическому спектру у макроскопического тела.

\* Я хотел бы воспользоваться случаем отметить несомненную заслугу Л. Тиссы, заключающуюся во введении им, еще в 1938 г., идеи о макроскопическом описании гелия II с помощью разделения его плотности на две части и введения двух полей скоростей, что дало ему возможность предсказать существование двух видов звуковых волн в гелии II (подробная статья Тиссы <sup>(5)</sup> была получена в СССР, ввиду условий военного времени, только в 1943 г.; короткая же заметка <sup>(6)</sup> осталась, к сожалению, в свое время не замеченной мной).

\*\* Такого рода рассуждения имеются и в последней статье Тиссы. Также полностью противоречит квантовой механике утверждение вроде: „каждый вихревой элемент может быть связан с определенной массой, заключенной в объеме, в котором вихрь отличен от нуля“ (<sup>(4)</sup>, стр. 852).

Дальнейший ход кривой  $\varepsilon(p)$  не может быть установлен в общем виде на основании одних только теоретических соображений. Предположенный мной первоначально спектр, состоящий из двух отдельных ветвей ( $\varepsilon = cp$  и  $\varepsilon = \Delta + \frac{p^2}{2\mu}$ ), состоит из пересекающихся кривых и уже поэтому неудовлетворителен. Эти соображения, а также тщательная обработка новых экспериментальных данных привели меня к спектру, состоящему всего из одной кривой: после линейного начального участка функция  $\varepsilon(p)$  проходит через максимум, затем имеет минимум и снова возрастает\*.

Наряду с микроскопической теорией и основанным на ней вычислением термодинамических величин гелия II, в моей работе 1941 г. выведены гидродинамические уравнения для гелия II. Эта часть теории не зависит от предположений о виде энергетического спектра, и по существу уравнения, как и обычные уравнения гидродинамики, однозначно определяются законами сохранения и принципом относительности Галилея.

Из этих же уравнений была получена формула, выражающая скорость второго звука через термодинамические величины гелия II. Я хотел бы подчеркнуть, что эта формула может быть в настоящее время проверена экспериментально непосредственно с помощью данных об энтропии и теплоемкости гелия, а также непосредственно измеренных значений  $\rho_n$  (8,9). Такое сравнение обнаруживает прекрасное совпадение теории с экспериментом, вполне лежащее в пределах точности экспериментальных данных. Поэтому нельзя не признать недоразумением утверждение Тиссы, что эта формула будто бы расходится с опытом.

Уравнения гидродинамики гелия II, предложенные Тиссой, по моему мнению, совершенно неудовлетворительны. Легко видеть, что в своей точной форме эти уравнения даже не удовлетворяют закону сохранения импульса!\*\*. Если и может идти речь о выводе из них полученных мной результатов, то лишь поскольку речь идет об уравнениях первого приближения, в которых пренебрегается членами второго порядка относительно скоростей жидкости. В этом случае сведение их к моим уравнениям может быть без труда достигнуто путем соответствующего определения неопределенной величины  $\rho_n$ , входящей в теорию Тиссы; это и делает Тисса в своей последней работе. К сожалению, однако, он пользуется при этом для получения правильного результата неправильным утверждением о пропорциональности между энтропией и нормальной частью плотности гелия II. Попытка Тиссы термодинамически обосновать это утверждение совершенно неубедительна, а из формул, приведенных в (1) и (3), видно, что оно фактически и не имеет места\*\*\*.

Далее, Тисса исключает фононы из „нормальной части“ гелия II, аргументируя тем, что фононы „связаны с жидкостью как целым“ в противоположность „возбужденным атомам гелия в возбужденных состояниях блоховского типа“. Для такого исключения фононов нужно,

\* Замечание Тиссы о том, что такое предположение „стремится изменить теорию в неправильном направлении“ (см. (4), стр. 852), вряд ли может быть обосновано.

\*\* Например, не равна нулю производная по времени от нашего импульса

$$\int (\rho_n \vec{v}_n + \rho_s \vec{v}_s) dV.$$

\*\*\* По случайным причинам температурные зависимости ротонных частей  $\rho_n$  и энтропии, даваемые формулами, приведенными в (3), оказываются очень похожими

(они отличаются лишь множителем  $(1 + \frac{3}{2} \frac{T}{\Delta})$ ). С этим и связано то обстоятельство, что Тиссе удалось добиться хорошего согласования с экспериментальными значениями скорости второго звука в области не слишком низких температур, где ротонны преобладают над фононами.

очевидно, либо 1) чтобы фононы свободно проходили через щели, не рассеиваясь их стенками (я уже не говорю об их столкновениях друг с другом, которые легко рассчитываются гидродинамически и оказываются отнюдь не мало вероятными), либо 2) чтобы движущийся фононный газ не обладал импульсом, между тем как обратное („звуковой ветер“) достаточно хорошо известно. Обе альтернативы столь очевидно ошибочны, что я совершенно не могу представить себе, какой из них придерживается Тисса. Я уже не говорю о том, что часть нормальной плотности гелия, происходящая от фононов, может быть строго вычислена (1)\*.

Правда, опубликованные экспериментальные данные недостаточны для опровержения утверждения Тиссы, благодаря сравнительно малой роли фононов в термодинамических величинах гелия II при температурах, до которых производились измерения. Я, однако, не сомневаюсь в том, что при температурах 1,0 — 1,1° К скорость второго звука будет иметь минимум, как это следует из вычисленных мной термодинамических величин гелия II.

Тисса излагает также некоторые соображения о вязкости гелия II, ограничиваясь, однако, при этом не очень убедительными замечаниями о необходимости различать между вязкостями „жидкостного“ типа и „газового“ типа, в результате которых он приходит к выводу о падении вязкости с повышением температуры. В действительности этот вопрос является с теоретической точки зрения в высшей степени сложным и требует тщательного исследования различных элементарных процессов столкновения фононов и ротонных друг с другом. Такое исследование показывает, что коэффициент вязкости гелия II может быть представлен в виде суммы двух частей — „ротонной“ и „фононной“, причем первая оказывается не зависящей от температуры, а вторая быстро растет с ее понижением (все это относится, конечно, лишь к области температур, не слишком близких к  $\lambda$ -точке, где совокупность фононов и ротонных можно рассматривать как „идеальный газ“). Эти результаты находятся в полном согласии с недавними измерениями Э. Андроникашвили (9), которые соответственно противоречат рассуждениям Тиссы.

Наконец, я хотел бы остановиться на вопросе о поведении в гелии II растворенных в нем посторонних атомов (например, атомов изотопа  $\text{He}^3$ ). В недавней работе автора совместно с И. Померанчуком (10) было показано, путем рассмотрения энергетического спектра квантовой жидкости со включенным в нее посторонним атомом, что наличие таких атомов приводит к появлению „элементарных возбуждений“ нового типа, которые входят в „нормальную часть“ жидкости наряду с фононами и ротонными и, таким образом, должны отфильтровываться при пропускании гелия II через тонкую щель (это было фактически наблюденно Даунтом и др. (11)). Необходимо подчеркнуть, что это обстоятельство не имеет никакого отношения к вопросу о том, обнаружил ли бы вещество примеси (в частности, чистый изотоп  $\text{He}^3$ ) само по себе свойство сверхтекучести, в противоположность высказывавшемуся по этому поводу в литературе взгляду (И. Франк (12), а также Тисса (4)).

Поступило  
15 VI 1948

\* Замечание Тиссы о неубедительности моих рассуждений, так как они „используются для получения сведений о кинетическом коэффициенте (вязкости), исходя из соображений равновесия“ ((4), стр. 852), основано на чистом недоразумении. Общеизвестно, что равномерное вращение допускает строгое термодинамическое рассмотрение, и в указанных рассуждениях такое рассмотрение применяется лишь для определения увлекающейся при вращении сосуда части массы жидкости, откуда, конечно, никаких заключений о величине вязкости не может быть сделано и не делается.

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> Л. Ландау, ЖЭТФ, **11**, 592 (1941). <sup>2</sup> Л. Ландау, ЖЭТФ, **1**<sup>3</sup>, 240 (1944).  
<sup>3</sup> L. Landau, J. of Physics USSR, **11**, 91 (1947). <sup>4</sup> L. Tisza, Phys. Rev., **72**, 838 (1947).  
<sup>5</sup> L. Tisza, J. de Phys. et le Rad., **1**, 165, 350 (1940). <sup>6</sup> L. Tisza, C. R., **207**, 1035, 1186 (1938). <sup>7</sup> N. Bogolubov, J. of Physics USSR, **11**, 23 (1947).  
<sup>8</sup> Э. Андроникашвили, ЖЭТФ, **16**, 780 (1946); **18**, 424 (1948). <sup>9</sup> Э. Андроникашвили, ЖЭТФ, **18**, 429 (1948).  
<sup>10</sup> Л. Ландау и И. Померанчук, ДАН, **59**, 669 (1948). <sup>11</sup> J. G. Daunt et al., Phys. Rev., **72**, 502 (1947). <sup>12</sup> J. Franck, Phys. Rev., **70**, 561 (1946).