

# УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

546.291+542.79

## НОВЫЕ РАБОТЫ ПО СВОЙСТВАМ ЖИДКОГО ГЕЛИЯ

Л. П. Питаевский

I РАБОТЫ ПО ЖИДКОМУ  $\text{He}^4$ 

С момента открытия в 1938 г. П. Л. Капицей<sup>1</sup> сверхтекучести жидкого  $\text{He}^4$  это явление служит предметом самых тщательных теоретических и экспериментальных исследований. В настоящее время следует считать, что существенные стороны поведения сверхтекучей жидкости уже достаточно хорошо изучены. Этому в немалой степени способствовало то, что уже в 1941 г. Л. Д. Ландау построил последовательную теорию сверхтекучести<sup>2</sup>, и дальнейшие работы велись уже с ясным пониманием сущности явления. (Как известно, совершенно другое положение было в изучении сверхпроводимости, микроскопическая теория которой была создана лишь спустя много лет после экспериментального обнаружения явления.) Если добавить к этому, что для исследований по сверхтекучести имеется в настоящее время лишь один объект — жидкий  $\text{He}^4$ , то кажется довольно естественным думать, что эта область исследований почти исчерпана. Тем не менее в последние годы было выполнено немало теоретических и экспериментальных работ, которые обогатили наши представления о сверхтекучести и привели к постановке новых интересных вопросов. Цель настоящего обзора — изложить некоторые из этих работ, опубликованные в 1964—1965 гг. При этом мы отнюдь не будем стремиться к полноте изложения, а ограничимся кратким разбором наиболее интересных, по нашему мнению, работ. Мы не будем описывать эксперименты, связанные с так называемым эффектом Джозефсона в гелии, поскольку о них едва ли следует говорить в отрыве от соответствующих явлений в сверхпроводниках. Мы будем предполагать, что читателю известны основные положения теории сверхтекучести, отсылая для справок к ранее опубликованным обзорным работам<sup>3, 4</sup>.

Как известно, описание свойств сверхтекучего гелия основано на знании его энергетического спектра. Из данных по теплоемкости и зависимости плотности нормальной компоненты от температуры можно определить спектр при достаточно малых значениях энергии. Оказалось, что в гелии имеются возбуждения двух видов. Один вид — это звуковые кванты — фононы с зависимостью энергии от импульса вида

$$\varepsilon(p) = pc \quad (1)$$

( $c$  — скорость звука в гелии), другой — ротоны, для которых

$$\varepsilon = \Delta + \frac{(p-p_0)^2}{2\mu}, \quad (2)$$

где  $\Delta/k = 8,6^\circ \text{ K}$ ,  $\mu = 1 \cdot 10^{-24} \text{ г}$ ,  $p_0/\hbar = 1,9 \text{ \AA}^{-1}$ ,  $k$  — постоянная Больцмана. Ландау, который ввел понятия ротонов и фононов, предположил, что они относятся к разным частям одной и той же энергетической кривой, т. е. что кривые (1) и (2) непрерывно переходят друг к другу при  $p \sim p_0/2$ . Проведенные в 1957—1961 гг. экспериментальные определения спектра с помощью неупругого рассеяния медленных нейтронов<sup>5,6</sup> подтвердили это предсказание и позволили установить вид кривой  $\varepsilon(p)$  при всех  $p \leq p_0$ . Существенный интерес представлял, однако, вопрос о дальнейшем ходе кривой, в частности, о способе ее окончания. Дело в том, что кривая спектра по мере увеличения импульса может достигнуть некоторой пороговой точки, начиная с которой элементарное возбуждение делается неустойчивым. Иными словами, начиная с этой точки, законы сохранения допускают распад возбуждения на два или больше возбуждений с меньшими энергиями и импульсами. Теоретически возможны пороги различных типов, отличающиеся свойствами возбуждений, образующихся при распаде<sup>7</sup>. Характер спектра в точке распада можно выяснить теоретически в общем виде, однако указать, какой именно тип порога реально осуществляется в спектре гелия, на основе чисто теоретических соображений было невозможно. Экспериментальные данные о ходе спектра указывали на то, что при увеличении импульса кривая  $\varepsilon(p)$ , вероятно, при некотором значении импульса  $p_c < 2p_0$  должна достичь значения энергии  $2\Delta$ . Ясно, что, начиная с этой точки, возбуждение может распасться на два с энергией каждого  $\Delta$ . Образовавшиеся при распаде возбуждения вылетают под некоторым углом, и сумма их импульсов равна по абсолютной величине  $p_c$ . Согласно теории кривая спектра должна при этом окончиться в точке  $2\Delta$ , причем закон дисперсии вблизи этой точки имеет вид

$$2\Delta - \varepsilon = \alpha e^{-\frac{\beta}{p_c - p}}, \quad (3)$$

где  $\alpha$  и  $\beta$  — некоторые постоянные. Кривая  $\varepsilon(p)$  имеет, таким образом, в точке  $\varepsilon = 2\Delta$  горизонтальную касательную бесконечного порядка. Интенсивность рассеяния нейтрона с рождением возбуждения энергии  $\varepsilon \approx 2\Delta$  обращается при  $\varepsilon \rightarrow 2\Delta$  в нуль по закону

$$(2\Delta - \varepsilon) \ln^2(2\Delta - \varepsilon). \quad (4)$$

Экспериментальное исследование хода  $\varepsilon(p)$  при  $p > p_0$  произвел Вудс<sup>8</sup>. (Некоторые предварительные данные содержались также в работе<sup>9</sup>.) Эксперимент состоял в облучении моноэнергетическим нейтронным пучком сосуда с гелием, находившимся при температуре  $1,6^\circ \text{ K}$ . Рассеяние нейтронов с рождением в гелии одного возбуждения проявилось в виде пика на кривой распределения по энергиям нейтронов, рассеянных под данным углом. Положение пика определяло энергию родившегося возбуждения.

Зная начальный импульс нейтрона  $p_1$ , конечный импульс  $p_2$  и угол рассеяния  $\vartheta$ , можно по формуле

$$p^2 = |p_2 - p_1|^2 = p_1^2 + p_2^2 - 2p_1 p_2 \cos \vartheta$$

определить импульс возбуждения  $p$ . Полученные результаты представлены на рис. 1. Сплошной кривой изображена функция  $\varepsilon(p)$  согласно данным<sup>9</sup>, точками показаны результаты измерений на нейтронах с длиной волны  $\lambda = 2,77 \text{ \AA}$ , треугольниками — с длиной волны  $2,48 \text{ \AA}$ . По горизонтальной оси отложен импульс возбуждений (в  $\text{\AA}^{-1}$ ), по вертикальной — энергия (в  $^\circ \text{ K}$ ). Из рис. 1 видно, что в соответствии с теорией кривая  $\varepsilon(p)$  при  $\varepsilon \approx 2\Delta$  выходит на горизонтальную касательную. Интенсивность рассеяния с рождением одного возбуждения при  $\varepsilon \rightarrow 2\Delta$  в качественном

согласии с формулой (4) уменьшается, и вероятность рождения возбуждения с  $p/\hbar = 3,35 \text{ \AA}^{-1}$  составляет примерно 1% вероятности рождения возбуждения с  $p = p_0$ . Из рисунка видно также, что экспериментальные точки несколько поднимаются над прямой  $\varepsilon = 2\Delta$ . Теоретически едва ли возможно, чтобы кривая  $\varepsilon(p)$  при  $p < 2p_0$  в каком бы то ни было виде продолжалась в области  $\varepsilon > 2\Delta$ . Следует, однако, иметь в виду,

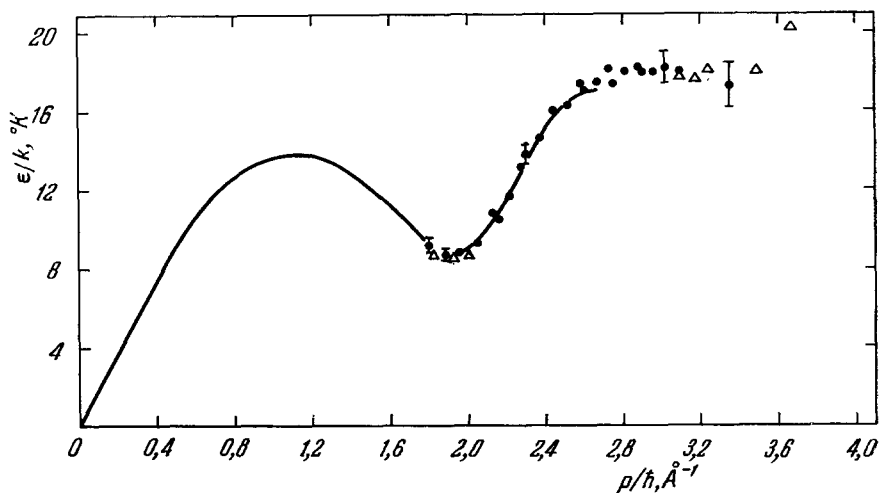


Рис. 1.

что вероятность рождения двух возбуждений с  $\varepsilon \approx \Delta$  может иметь при  $|\mathbf{p} + \mathbf{p}'| \approx p_c$  размытый максимум, который можно принять за пик, соответствующий рождению одного возбуждения. Отметим также, что превышение энергии над  $2\Delta$  фактически имеет один порядок с ошибкой наблюдений, и более детальное обсуждение этого вопроса пока преждевременно. На рис. 1 имеется также точка при  $p \approx 3,6 \text{ \AA}^{-1}$ . Автор работы<sup>8</sup> не имеет полной уверенности в достоверности этого результата, поскольку интенсивность соответствующего пика в распределении рассеянных нейтронов очень мала. Если, однако, существование этого пика подтвердится, это будет означать обнаружение довольно интересного явления. Дело в том, что кривая спектра, прервавшаяся из-за распада при  $\varepsilon = 2\Delta$ , может вновь продолжиться в области  $p > 2p_0$ . Действительно, возбуждение с  $p > 2p_0$ ,  $\varepsilon \approx 2\Delta$  не может распасться на два возбуждения с  $\varepsilon \approx \Delta$ , поскольку эти возбуждения не могут унести импульс больше  $2p_0$ . (Это обстоятельство было ранее отмечено в<sup>10</sup>.) Мало того, заранее ясно, что возбуждения с достаточно большими  $p$  действительно существуют. Это — вихревые кольца. Как известно (см., например,<sup>11</sup>), в сверхтекучей жидкости могут существовать вихревые нити с квантованной циркуляцией. Это — особые линии, вблизи которых сверхтекучая часть жидкости вращается по закону  $\hbar/mr$ , где  $r$  — расстояние от нити,  $m$  — масса атома жидкости. Эти нити могут образовывать замкнутые кольца. Такое кольцо обладает энергией и импульсом

$$\varepsilon = 2\pi^2 \rho_s \frac{\hbar^2}{m^2} \ln \left( \frac{R}{a} \right) R, \quad p = 2\pi^2 R^2 \rho_s \frac{\hbar}{m}$$

( $R$  — радиус кольца,  $\rho_s$  — плотность сверхтекучей компоненты жидкости,  $a$  — длина атомного порядка; предполагается, что  $R \gg a$ ). Мы ограничились случаем круговых колец; легко видеть, что только такие кольца

являются устойчивыми. Кольца любой другой формы переходят в круговые с испусканием звука. Таким образом, вихревое кольцо можно рассматривать как элементарное возбуждение с законом дисперсии

$$\varepsilon(p) = \sqrt{2\pi} \sqrt{Q_s} \left( \frac{\hbar}{m} \right)^{3/2} \ln \left( \sqrt{\frac{pm}{2\pi^2 Q_s a}} \right) \sqrt{p}. \quad (5)$$

Эта формула, разумеется, годится лишь при достаточно больших  $p$ . Существует, однако, вопрос: как ведет себя эта ветвь спектра с уменьшением  $p$ , в частности, где она начинается? Соблазнительно считать, что отмеченная на рис. 1 точка при  $p/\hbar \approx 3,6 \text{ \AA}^{-1}$  и есть начало вихревого спектра, т. е. что она соответствует рождению нейтроном вихря минимально возможного размера. Подчеркнем, однако, еще раз, что для такого утверждения в настоящее время еще нет никаких экспериментальных оснований.

Гораздо более эффективным в настоящее время является изучение спектра вихревых колец совсем другим методом, основанным на рождении таких колец движущимися в гелии ионами. (Мы не будем останавливаться

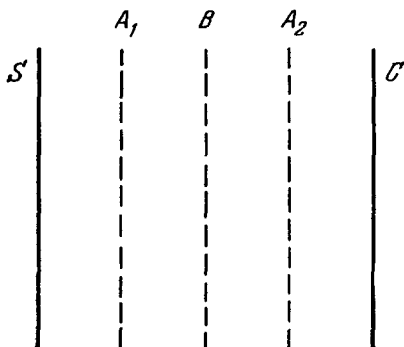


Рис. 2.

на модельных представлениях, касающихся структуры вещества в непосредственной близости от иона, поскольку эти вопросы изложены в недавно опубликованной статье<sup>12</sup>.) Речь идет о работе Рейфилда и Райфа<sup>13</sup>, изучавших движение ионов в гелии в интервале температур от 0,3 до 0,6° К. Ионы, как и любые примеси в гелии, можно рассматривать как элементарные возбуждения с определенной энергией и импульсом. Работа состояла в определении закона дисперсии таких возбуждений. При этом оказалось, что в интервале энергий от 1,5 до 45 эв этот закон дисперсии в точности совпадает с законом дисперсии вихревых колец (5). Это означает, что в указанном интервале энергий ион в гелии тесно сцеплен с вихрем. При некоторой энергии ион рождает вихревое кольцо и в дальнейшем движется вместе с ним. Энергия и импульс образовавшегося таким образом сложного возбуждения фактически совпадают с энергией и импульсом кольца, а заряд, естественно, равен заряду иона.

Принципиальная схема опыта очень проста (рис. 2). Ионы образуются вблизи электрода S при ионизации гелия  $\alpha$ -частицами радиоактивного Po<sup>210</sup>. Между сеткой A<sub>1</sub> и S ионы ускоряются до определенной энергии  $eV_1$ . Остальная часть установки служит для измерения скорости возбуждений с этой энергией. Сетки A<sub>1</sub> и A<sub>2</sub> имеют один и тот же потенциал. Между C и A<sub>2</sub> приложен тормозящий потенциал  $V_2 \approx V_1$ , который препятствует попаданию ионов на электрод C. Между сеткой B и сетками A<sub>1</sub>, A<sub>2</sub> приложен небольшой потенциал  $V_B \ll V_1$ , который периодически с периодом  $\tau$  меняет свой знак. Если время пролета иона между сетками A<sub>1</sub> и B равно  $\tau/2$ , эти ионы при определенной начальной фазе движения ускоряются потенциалом  $V_B$  как между A<sub>1</sub> и B, так и между B и A<sub>2</sub>, поскольку потенциал как раз меняет знак, когда ион проходит сетку B. В результате зависимость тока на C от  $\tau$  имеет резонансный максимум при

$$\tau = \frac{2l}{v}$$

( $l$  — расстояние между  $A_1$  и  $B$ ), что позволяет измерить скорость возмущения  $V$ . Полученные таким образом значения  $U$  отложены на рис. 3 в виде функции от энергии  $E = eV_1$ . Сплошная кривая на этом рисунке — скорость вихревых колец в зависимости от их энергии. Эту скорость можно вычислить по формуле, непосредственно следующей из (5):

$$V = \frac{\partial e}{\partial p} = \sqrt{\frac{Q_s}{2}} \pi \left( \frac{\hbar}{m} \right)^{3/2} \ln \left( \sqrt{\frac{pm}{2\pi^2 Q_s a}} \right) p^{-1/2}. \quad (6)$$

(Формула, приведенная в работе <sup>13</sup>, отличается от (6) несущественным множителем под знаком логарифма.) Прекрасное совпадение экспериментальных точек с кривой не оставляет сомнения в правильности предложенной авторами интерпретации явления. Отметим, что при изменении энергии от 1,5 до 45 эв радиус вихревого кольца меняется от  $5 \cdot 10^{-6}$  до  $10^{-4}$  см. Никакой разницы в поведении положительных и отрицательных зарядов в этих экспериментах обнаружено не было.

Очень интересный эксперимент, также связанный с взаимодействием между вихрями в гелии и ионами, был поставлен Дугласом <sup>14</sup>. На этот раз речь идет о захвате отрицательных ионов прямолинейными вихревыми нитями, существующими во вращающемся сверхтекучем гелии. Прибор, на котором производился опыт, изображен на рис. 4. Он состоял из сосуда, в который был помещен гелий, образованного несколькими

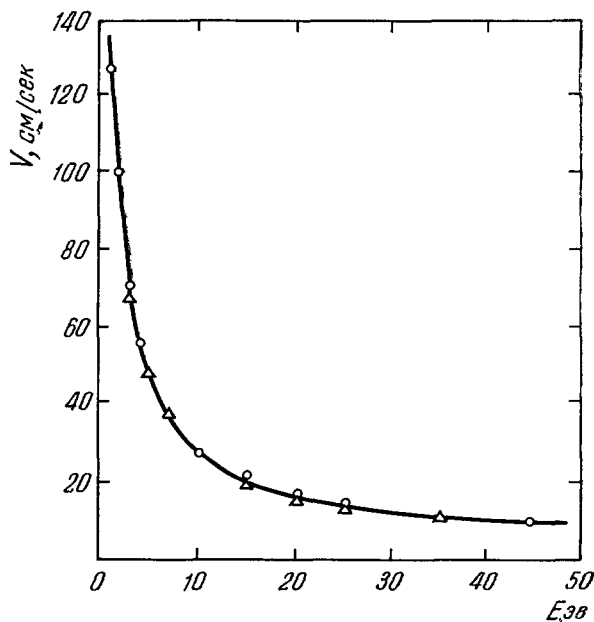


Рис. 3.

ми металлическими электродами, разделенными тефлоновыми прокладками. Сосуд мог вращаться вокруг вертикальной оси. Максимальная угловая скорость вращения составляла 45 рад/мин. Цилиндрический электрод  $S$  был покрыт  $\alpha$ -радиоактивным источником ( $\text{Po}^{210}$ ), который создавал ионизацию в тонком слое вблизи  $S$ . Эксперимент, наиболее убедительно доказавший существование отрицательных ионов, захваченных вихревыми нитями, состоял в следующем. Прежде всего на сетку  $G$  и центральный электрод  $C$  подавался положительный потенциал относительно источника  $S$ . В результате устанавливался ток отрицательных ионов на электрод  $C$  и возникал пространственный заряд в пространстве между  $G$  и  $C$ . После этого на сетку  $G$  подавался отрицательный потенциал относительно  $S$ , в результате чего поступление новых ионов из источника прекращалось. Поскольку в пространстве между  $G$  и  $C$  имелось горизонтальное электрическое поле (напряженностью  $\sim 20$  в/см), после некоторого переходного времени  $\sim 1$  сек все свободные ионы вытягивались из гелия на  $C$ , и ток прекращался. Если, однако, после этого открыть доступ ионам на электрод  $D$ , то спустя некоторое время на  $D$  начинал течь ионный ток, несмотря на кажущееся отсутствие ионов в межэлектродном

пространстве. Такой ток появлялся при этом лишь во вращающемся гелии и отсутствовал в покоящемся \*). Единственное объяснение этого явления состоит в том, что во вращающемся гелии часть ионов захватывается вихревыми нитями, параллельными оси вращения. Эти ионы не могут двигаться поперек нитей и не удаляются из пространства горизонтальным полем. Двигаясь же вдоль нитей, они попадают на электрод  $D$ . Время пребывания захваченного иона на нити, разумеется, конечно. Это время можно оценить, измеряя зависимость количества ионов, попавших на  $D$ , от времени, прошедшего между удалением свободных ионов и моментом пуска ионов к  $D$ . В интервале температур между 1,60 и 1,72° К это время описывается формулой

$$\tau \sim \exp\left(\frac{\varepsilon_0}{kT}\right),$$

где  $\varepsilon_0 = 0,012$  эв. Энергию  $\varepsilon_0$  можно рассматривать как глубину потенциальной ямы, в которой находится ион, захваченный нитью. Как и должно быть, число захваченных ионов пропорционально угловой скорости вращения, т. е. числу вихревых нитей. Подвижность захваченных ионов вдоль вихревой нити по предварительным оценкам оказывается примерно в три раза меньше, чем подвижность свободных ионов. Поэтому если изучать зависимость тока на  $D$  от времени без предварительного удаления свободных ионов, на этой кривой имеется две области возрастания тока. Одна соответствует моменту прихода на  $D$  свободных ионов, а вторая — захваченных.

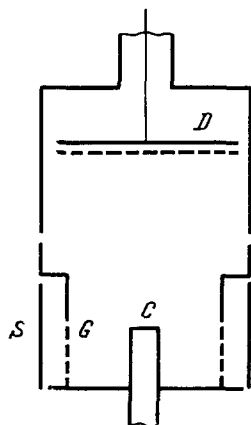


Рис 4.

Рассмотренные явления наблюдаются только на отрицательных ионах. Это, по-видимому, объясняется тем, что вокруг отрицательного иона образуется довольно большая полость (подробнее см. в работе <sup>12</sup>). Отрицательный ион оказывается как бы «легче жидкости», и центробежные силы увлекают его к центру нити. Другой работой, посвященной исследованию вращающегося гелия, на которой мы остановимся, является работа Ренши и Депати <sup>16</sup>. Эти авторы наблюдали незатухающее течение сверхтекучей части гелия в кольцевом канале. Возможность такого движения очевидна, поскольку сверхтекучее движение не связано с диссипацией энергии. Работа тем не менее представляет интерес, поскольку, в отличие от предыдущих исследований <sup>17, 18</sup>, в ней изучалась зависимость момента импульса сверхтекучей части от температуры.

Опыт состоял в том, что сосуд с гелием, помещенным между двумя цилиндрами, приводился во вращение со скоростью, большей чем критическая. (Мы отвлекаемся от несущественных для нас конкретных условий проведения эксперимента.) После этого сосуд медленно останавливался. Сверхтекучая же часть жидкости продолжала вращаться. Если теперь дать сосуду возможность свободно вращаться и нагреть всю систему до температуры выше температуры  $\lambda$ -перехода, сосуд и жидкость начнут вращаться как целое. Их общий момент импульса будет равен моменту сверхтекучей части до нагревания, что дает способ его измерения. Если же закрепить сосуд и медленно менять температуру, то, как легко понять, момент импульса сверхтекучей части будет меняться. Действительно, рассмотрим для простоты сверхтекучую жидкость в узком кольцевом канале. Тогда момент импульса жидкости будет равен (на единицу высоты кольца)

$$L = M_s R V_s = \rho_s \cdot 2\pi R V_s d,$$

\*) Впервые захват ионов вихревыми нитями был обнаружен в работе <sup>15</sup>.

где  $M_s$  — полная масса сверхтекучей части,  $R$  — радиус кольца,  $d$  — его толщина;  $2\pi R V_s$  — циркуляция скорости по контуру кольца. Для идеальной жидкости она сохраняется. (В сверхтекучей жидкости  $\oint \mathbf{V}_s d\mathbf{r} = 2\pi\hbar n/m$ , где  $n$  — целое число, которое, естественно, может измениться при непрерывном изменении внешних условий.) В результате оказывается, что момент импульса сверхтекучей части меняется пропорционально  $\rho_s$ . Это, разумеется, не противоречит закону сохранения момента импульса: момент передается нормальной части жидкости, а от нее — неподвижно закрепленному сосуду. Измерение момента сверхтекучей части после произведенного указанным выше способом изменения температуры подтвердили пропорциональность между  $L$  и  $\rho_s$ . Следует, однако, подчеркнуть, что этот результат совершенно очевиден с точки зрения теории, хотя возможность фактического осуществления такого рода эксперимента представляет несомненный интерес.

Измерению плотности вращающегося сверхтекучего гелия посвящена недавно опубликованная работа Андроникашвили и Цакадзе<sup>19</sup>. Авторами был применен чувствительный пикнометр, позволявший измерять изменения плотности гелия с точностью  $\Delta\rho/\rho \sim 10^{-5}$ . Измерения показали, что плотность жидкости меняется под влиянием вращения заметно больше, чем если бы речь шла о сжатии под влиянием центробежного давления. Изменение плотности при угловой скорости вращения  $30 \text{ рад/сек}$  и температуре  $1,74^\circ \text{ K}$  составляет  $\Delta\rho/\rho \approx 3 \cdot 10^{-4}$ , что в несколько десятков раз превышает сжатие, вычисленное с помощью обычных значений сжимаемости и известной формулы для центробежного давления. Создается впечатление, что вращающийся He II обладает некоторой аномальной сжимаемостью, что, разумеется, очень трудно объяснить на основе существующих представлений. Поскольку в гелии выше  $\lambda$ -точки такой эффект отсутствует, в  $\lambda$ -точке наблюдается скачок плотности, так что переход во вращающемся гелии оказывается первого рода. При этом сколько-нибудь заметного смещения точки перехода не наблюдается.

## 2. РАБОТЫ ПО ЖИДКОМУ He<sup>3</sup>

Второй из известных нам квантовых жидкостей является жидкий He<sup>3</sup>. Возбуждения в этой жидкости подчиняются статистике Ферми, и ее свойства в исследованном до сих пор интервале температур не имеют ничего общего со свойствами He<sup>4</sup>. В частности, He<sup>3</sup> не является сверхтекучим. Наоборот, его вязкость резко возрастает с понижением температуры. Возникает, однако, вопрос, пожалуй, самый интересный из относящихся к этой жидкости: не станет ли He<sup>3</sup> сверхтекучим при более низких температурах? Принципиальная возможность перехода ферми-системы в сверхтекучее состояние стала очевидна после создания микроскопической теории сверхпроводимости. Из этой теории следовало, что ферми-газ, между частицами которого действуют сколь угодно слабые силы притяжения, при достаточно низких температурах станет сверхтекучим подобно электронам в сверхпроводящем металле. Поэтому сразу же после опубликования работ по теории сверхпроводимости было высказано предположение, что такая ситуация может осуществляться в He<sup>3</sup><sup>20-22</sup>. Важнейший вопрос, однако, заключался в том, может ли в He<sup>3</sup> существовать притяжение между элементарными возбуждениями, необходимое для перехода в сверхтекучее состояние. (Как известно, в сверхпроводящем металле такое притяжение осуществляется путем обмена виртуальными фононами, что во всяком случае не относится к He<sup>3</sup>.) Более того, довольно очевидно, что в основном элементарные возбуждения в He<sup>3</sup>

отталкиваются. В противном случае эта жидкость была бы сверхтекучей уже при температурах порядка фермиевской, так как взаимодействие между возбуждениями в ферми-жидкости отнюдь не является слабым.

Более подробное исследование показало, однако, что для перехода в сверхтекучее состояние достаточно, чтобы притяжение между возбуждениями существовало хотя бы при одном значении относительного момента импульса взаимодействующих возбуждений. Оказалось также, что при достаточно больших моментах между возбуждениями в любой незагрязненной ферми-жидкости действуют силы притяжения, аналогичные силам Ван-дер-Ваальса между удаленными атомами. Сильное отталкивание между возбуждениями на малых расстояниях может изменить величину, но не знак такого далекого взаимодействия<sup>21</sup>. В результате было доказано, что  $\text{He}^3$  действительно станет сверхтекучим при достаточно низкой температуре. Оценка этой температуры представляет очень трудную теоретическую проблему. Если считать, что взаимодействие между возбуждениями в точности такое же, как и между изолированными атомами гелия, температура перехода оказывается равной примерно  $8 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{K}$ <sup>21-23</sup>. Можно, однако, утверждать, что наличие соседних атомов существенно сказывается на величине взаимодействия. Так, притяжение между далекими возбуждениями уменьшается по сравнению с притяжением между свободными атомами в

$$Z = \left( \frac{m^* c^2}{m c_0^2} \right)^2$$

раз, где  $m^*$  — эффективная масса возбуждений в  $\text{He}^3$ ,  $m$  — масса атома  $\text{He}^3$ ,  $c^{-2}$  — сжимаемость жидкого  $\text{He}^3$ ,  $c_0^{-2}$  — сжимаемость идеального ферми-газа с массой  $m$  и плотностью, равной плотности жидкого гелия. Степень ослабления взаимодействия  $Z$  для жидкого  $\text{He}^3$  оказалась неожиданно большой величиной:  $Z \approx 65$ . Если считать, что взаимодействие при значении относительного момента возбуждений  $l = 2$  ослабляется во столько же раз, температура перехода оказывается гораздо более низкой — порядка  $2 \cdot 10^{-4} \text{ }^\circ\text{K}$ . (Можно думать, что притяжение между возбуждениями впервые появляется именно при  $l = 2$ ; это значение момента ответственно за сверхтекучесть.) Сильное расхождение приведенных оценок и их приближенный характер показывают, что температуру перехода  $T_c$  в сверхтекучее состояние можно достоверно найти лишь экспериментально. К сожалению, экспериментальная ситуация в настоящее время совершенно не ясна. Двум группам исследователей — Пешкову в СССР<sup>24</sup> и Абелю, Андерсону, Блеку и Витли в США<sup>25</sup> удалось произвести эксперименты с  $\text{He}^3$  при очень низких температурах — вплоть до  $4 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{K}$ . Охлаждение производилось адиабатическим размагничиванием парамагнитной соли — церий-магниевого нитрата ( $\text{CeMg}(\text{NO}_3)_6$ ) с температурой Кюри  $3,2 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{K}$ . Пешков, измеряя теплоемкость смеси соли с жидким  $\text{He}^3$  и вычитая теплоемкость той же установки без гелия, обнаружил на кривой теплоемкости гелия при температуре  $5,5 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{K}$  аномалию типа скачка<sup>24</sup>. Естественно считать, что это и есть скачок теплоемкости в точке фазового перехода в сверхтекучую фазу. Авторы работы<sup>25</sup>, однако, не обнаружили такого скачка. Проведенные ими измерения коэффициента самодиффузии атомов гелия и ядерной магнитной восприимчивости также не привели к обнаружению каких-либо аномалий вплоть до  $3,6 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{K}$ . В настоящее время неясно, в чем причина такого расхождения. Экспериментальные устройства различных авторов, хотя и близки по идее, различаются в ряде существенных деталей. Неизвестно также, совпадают ли применяемые ими температур-



ные шкалы. Ясно, что вопрос можно решить лишь в результате дальнейших исследований.

Значительный интерес в последние годы вызывали и исследования свойств  $\text{He}^3$  в той области температур, где он определенно не является сверхтекучим. При таких температурах  $\text{He}^3$  является ферми-жидкостью, которая описывается теорией ферми-жидкости Ландау (см. обзор <sup>26</sup>). В частности, его теплоемкость должна убывать с уменьшением температуры по закону  $C = AT$ . Экспериментально этот закон выполняется, хотя и с не слишком высокой точностью. По нашему мнению, это, вероятнее всего, связано с недостаточно низкими температурами экспериментов, а возможно, и с недостаточной точностью шкалы температур в этой области. К другому заключению пришел Андерсон. На основе анализа данных по теплоемкости, опубликованных в работах <sup>27-30</sup>, он высказал утверждение, что теплоемкость  $\text{He}^3$  в действительности подчиняется закону <sup>31</sup>

$$C = AT \ln T \quad (7)$$

и что, следовательно, теория ферми-жидкости нуждается в исправлении. Возможный путь такого исправления автор видит в учете взаимодействия возбуждений путем обмена квантами нулевого звука (подробнее о нем см. <sup>26</sup>). На основе этой идеи Бальян и Фридкин развили теорию, согласно которой теплоемкость  $\text{He}^3$  действительно идет по закону (7), а скорость элементарных возбуждений на поверхности Ферми обращается в нуль <sup>32</sup>. По нашему мнению, однако, предположения, положенные в основу теории, являются внутренне противоречивыми. Основное предположение авторов состоит в том, что амплитуда рассеяния возбуждений друг на друге, описывающая их взаимодействие, имеет при малых  $k$  и  $\omega$  ( $\omega$  — энергия,  $k$  — импульс, передаваемые одним возбуждением другому) вид

$$\Gamma = \frac{\alpha}{\omega^2 - k^2 c^2},$$

где  $c$  — скорость нулевого звука. Между тем, пользуясь результатами Ландау <sup>33</sup>, можно показать, что при малых  $k$   $\omega$  и  $\Gamma$  являются функциями только от отношения  $\omega/k$ . Это означает, что вблизи полюса  $\Gamma$  в действительности должна иметь вид

$$\Gamma = \frac{\alpha' k^2}{\omega^2 - k^2 c^2}.$$

Однако при таком виде амплитуды  $\Gamma$  учет обмена квантами нулевого звука не приводит к какому-либо изменению теории.

Институт физических проблем  
АН СССР

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. П. Л. Капица, ДАН СССР **18** (1), 29 (1938).
2. Л. Д. Ландау, ЖЭТФ **11**, 592 (1941).
3. И. М. Халатников, УФН **59**, 69; **60**, 673 (1956).
4. И. М. Халатников, Введение в теорию сверхтекучести, М., Изд-во «Наука», 1965.
5. P a l e v s k y, K. O t n e s, L a r s s o n., Phys. Rev. **112**, 11 (1959).
6. J. Y a r n e l l, G. A r n o l d, P. B e n d t, E. K e r r, Phys. Rev. **113**, 1379 (1959).
7. Л. П. Питаевский, ЖЭТФ **36**, 1168 (1959).
8. A. W o o d s, Препринт (1964).
9. D. H e n s h a w, A. W o o d s, Phys. Rev. **121**, 1266 (1961).
10. H. J a c k s o n, E. F e e n b e r g, Rev. Mod. Phys. **34**, 686 (1962).
11. Э. Л. Андроникашвили, Ю. Г. Мамаладзе, С. П. Матинян, Д. С. Цакадзе, УФН **73**, 3 (1961).
12. Р. Г. Архипов, УФН **88** (1), 185 (1966).

13. G. Rayfield, F. Reif, Phys. Rev. Letts. **11**, 305 (1963) (см. перевод: УФН **83**, 755 (1964)).
  14. R. Douglass, Phys. Rev. Letts. **13**, 791 (1964).
  15. G. Careri, W. McCormick, F. Scaramuzzi, Phys. Letts. **1**, 61 (1962).
  16. J. Reppy, D. Depatie, Phys. Rev. Letts. **12**, 187 (1964).
  17. H. Hall, Phil. Trans. Roy. Soc. (London) **A250**, 980 (1957).
  18. W. Vinen, Proc. Roy. Soc. **A260**, 218 (1961).
  19. Э. Л. Андроникашвили, Д. С. Цакадзе, ЖЭТФ, Письма в редакцию **2**, 278 (1965).
  20. K. Brueckner, T. Soda, P. Anderson, P. Morel, Phys. Rev. **118**, 1442 (1960).
  21. Л. П. Питаевский, ЖЭТФ **37**, 1794 (1959).
  22. V. Emery, A. Sessler, Phys. Rev. **119**, 43 (1960).
  23. Л. П. Горьков, Л. П. Питаевский, ЖЭТФ **426**, 600 (1962).
  24. В. П. Пешков, ЖЭТФ **46**, 1510 (1964).
  25. W. Abel, A. Anderson, W. Black, J. Wheatley, Phys. Rev. Letts. **14**, 129 (1965).
  26. А. А. Абрикосов, И. М. Халатников, УФН **66**, 177 (1958).
  27. W. Abel, A. Anderson, W. Black, J. Wheatley, Physics (1965).
  28. B. Abragam, D. W. Osborne, B. Weinstok, Phys. Rev. **98**, 499 (1965).
  29. A. Anderson, W. Recse, J. Wheatley, Phys. Rev. **130**, 495 (1963).
  30. M. Strongin, G. Zimmerman, H. Fairbank, Phys. Rev. **128**, 1483 (1962).
  31. P. W. Anderson, Препринт (1965).
  32. R. Balian, D. Fredkin, Phys. Rev. Letts. **15**, 408 (1965).
  33. Л. Д. Ландау, ЖЭТФ **35**, 97 (1958).
-