

**Решение.** Все дело в том, что в этом рассуждении не учтено перераспределение электронов по возможным состояниям зоны при наложении электрического поля. На рис. 108 изображен участок дисперсионной кривой для рассматриваемого кристалла. При отсутствии внешнего поля пунктирная горизонтальная прямая  $AB$  отсекает от этой кривой верхнюю часть, не заполненную электронами. В заполненных же частях столько же электронов движется направо, сколько и налево. Поэтому ток через кристалл не идет. При наложении электрического поля на электрон начинает действовать сила  $F = eE$ , направленная противоположно  $E$ , так как заряд электрона отрицательный.

Для конкретности примем, что поле направлено налево, а следовательно, сила направо. В соответствии с (59.16) импульсы электронов справа по абсолютной величине должны увеличиваться а слева уменьшаться. Это значит, что конец  $B$  незаполненного участка дисперсионной кривой должен опускаться, переходя в  $B'$ , а конец  $A$  подниматься, переходя в  $A'$ . Скорость электронов направлена против  $p$ , т. е. на нашем рисунке в левой половине направо, а в правой налево. Но в левой половине электронов больше, чем в правой. Поэтому через кристалл поток электронов будет идти слева направо, т. е. в направлении действующей силы  $F$  (или против поля  $E$ ). Такой ток будет разряжать, а не заряжать батарею.

Аналогичное рассуждение можно провести и в том случае, когда электронами заполнена небольшая нижняя часть зоны проводимости.

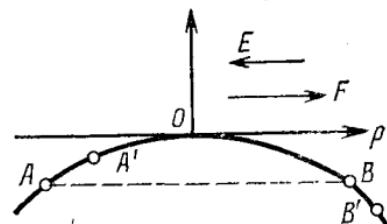


Рис. 108

## § 60. Сверхтекучесть. Опытные факты

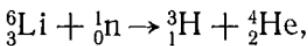
**1. Кристаллизация (затвердевание)** вещества происходит под действием сил притяжения между атомами (молекулами). Ей препятствует беспорядочное движение этих частиц. С классической точки зрения это движение только тепловое и полностью прекращается при абсолютном нуле температур. Поэтому с этой точки зрения при приближении к абсолютному нулю всякое вещество в конце концов должно перейти в твердое состояние. Не совсем так обстоит дело с точки зрения квантовой механики. Помимо теплового движения атомы совершают *нулевые колебания*, не прекращающиеся и при температуре абсолютного нуля. Их частота  $\omega$  (а с ней и нулевая энергия  $\hbar\omega/2$ ) тем больше, чем меньше масса атома ( $\omega \sim 1/\sqrt{m}$ ). Если силы притяжения между атомами недостаточны, чтобы противостоять нулевым колебаниям, то даже при температуре абсолютного нуля тело не перейдет в твердое состояние, а останется жидким, если только давление не очень велико. Именно так обстоит дело с гелием. Причина этого двоякая. Во-первых, из всех инертных газов массы атомов гелия минимальны. Во-вторых, инертные газы имеют замкнутые (застроенные) наружные оболочки, характеризующиеся сферической симметрией. Такова и единственная  $K$ -оболочка атома гелия, состоящая всего из двух электронов. Из-за этого силы притяжения между атомами не относительно слабы, а плотность жидкого гелия мала (при температуре

2,20 К и давлении насыщенных паров она равна около 0,146 г/см<sup>3</sup>). Поэтому при нормальном давлении гелий остается жидким и при температуре абсолютного нуля. В этом прежде всего проявляются *квантовые свойства* жидкого гелия, благодаря чему его называют *квантовой жидкостью*. Из всех известных веществ свойством оставаться жидким вплоть до температуры абсолютного нуля обладает только гелий. Но гелий можно получить и в твердом состоянии. Для этого надо повысить внешнее давление до 25,3 атм или выше. Повышение давления как бы эквивалентно усилию сил притяжения между атомами гелия.

Существуют два стабильных изотопа гелия —  $^4_2\text{He}$  и  $^3_2\text{He}$ . В воздухе содержится 0,0005 % Не по объему. Природный гелий состоит почти исключительно из  $^4_2\text{He}$  и содержит только ничтожную часть  $^3_2\text{He}$ . Например, в смеси с  $^4_2\text{He}$ , полученной из воздуха, компонент  $^3_2\text{He}$  составляет всего 10<sup>-7</sup> % общей массы газа. Детальное изучение свойств  $^3_2\text{He}$  стало возможным лишь после получения его в макроскопических количествах искусственными способами. Образуется  $^3_2\text{He}$  в результате  $\beta$ -распада трития:



Сам же тритий  $^3_1\text{H}$  получают с помощью другой ядерной реакции:



происходящей при бомбардировке ядер  $^6_3\text{Li}$  нейтронами. Существуют и другие ядерные реакции, в которых выделяется  $^3_2\text{He}$ .

2. Оживление природного гелия было произведено в 1908 г. Камерлинг-Оннесом (1853—1926) в Лейденской лаборатории. Только после этого открылась возможность исследования свойств веществ вблизи абсолютного нуля температур. Критическая температура  $^4_2\text{He}$  составляет  $T_k = 5,25$  К, так что в жидком состоянии он может существовать только ниже этой температуры. Под давлением в 1 атм  $^4_2\text{He}$  кипит при температуре 4,21 К. Еще более низкую критическую температуру (3,35 К) имеет более легкий изотоп  $^3_2\text{He}$ . Под давлением в 1 атм жидкий  $^3_2\text{He}$  кипит при температуре 3,195 К. Естественный гелий был получен в твердом состоянии в 1926 г. Кеезомом (1876—1956), сменившим Камерлинг-Оннеса (после его смерти) на посту директора Лейденской лаборатории. Для получения твердого гелия при абсолютном нуле температур требуется давление не менее 25,3 атм, а при 60 К — порядка 10 000 атм. Твердый гелий — совершенно прозрачное и бесцветное вещество. В дальнейшем, где говорится о свойствах жидкого гелия, имеется в виду тяжелый изотоп  $^4_2\text{He}$ .

Только в следующем параграфе затрагиваются свойства легкого изотопа  $^3_2\text{He}$ . Диаграмма состояния  $^4\text{He}$  приведена на рис. 109.

При понижении температуры жидкий гелий претерпевает обратимое фазовое превращение второго рода, т. е. такое превращение, при котором не происходит выделения или поглощения

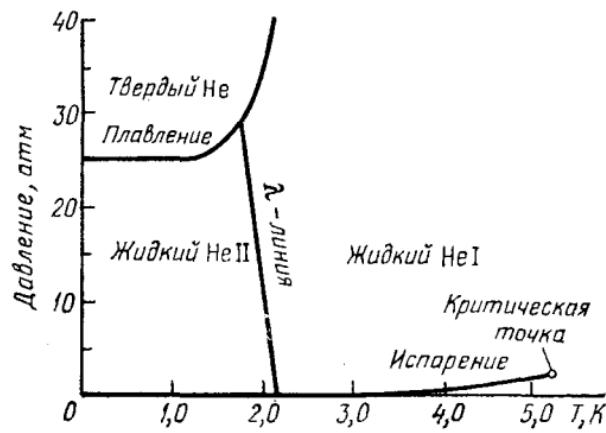


Рис. 109

тепла, а удельный объем жидкости остается неизменным (см. т. II, § 120). Температура перехода  $T_\lambda$  понижается с повышением давления по линейному закону от максимального значения 2,17 К при давлении насыщенных паров гелия (37,80 мм рт. ст.) до минимального значения 1,77 К при давлении 30 атм. На диаграмме состояния ( $T, p$ ) точки, в которых совершается указанный фазовый переход, располагаются вдоль прямой, называемой  $\lambda$ -линией. Жидкость, температура которой (при одном и том же давлении) выше  $T_\lambda$ , называется гелием-I, а жидкость, температура которой ниже  $T_\lambda$  — гелием-II. Фазовый переход проявляется, во-первых, в скачке теплоемкости при температуре  $T_\lambda$ . По обе стороны от этой температуры теплоемкость гелия обращается в бесконечность по логарифмическому закону

$$C = \text{const} \cdot \ln \frac{1}{|T - T_\lambda|},$$

но с различными коэффициентами пропорциональности (рис. 110). Кривая теплоемкости напоминает греческую букву  $\lambda$ . Отсюда и произошли названия  $\lambda$ -точка и  $\lambda$ -линия. Во-вторых, при переходе  $\text{He I} \rightleftharpoons \text{He II}$  скачкообразно меняется температурный коэффициент расширения, который для  $\text{He II}$  оказывается даже отрицательным.

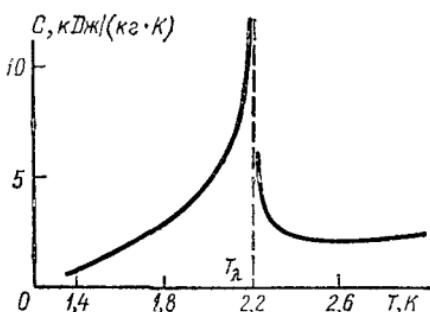


Рис. 110

Гелий-I ведет себя как обычная жидкость и обладает конечными значениями вязкости и теплопроводности. Гелий же II обладает рядом специфических свойств, совершенно непонятных с классической точки зрения и истолкованных только на основе квантовых представлений. В этом состоит вторая причина, почему его называют *квантовой жидкостью* (первая — уже упомянутое выше свойство гелия оставаться жидким при абсолютном нуле). Эти свойства являются проявлением одного — *сверхтекучести* гелия-II, открытой П. Л. Капицей (1894—1984) в 1937 г. Исследования течения жидкого гелия-II через узкие каналы и щели, производившиеся до Капицы, приводили к несогласованным результатам в отношении вязкости Не II. Капица показал, что причина несогласованности состояла в том, что каналы и щели были *слишком широки*. Если оценить числа Рейнольдса, пользуясь полученными значениями вязкости Не II, то они оказываются *очень большими*. При таких больших числах Рейнольдса течение Не II было бы *турбулентным*, тогда как его считали ламинарным. Капица добился ламинарности, исследуя течение гелия-II через очень узкие капилляры (диаметром около  $10^{-5}$  см и меньше) и щели. Оказалось, что при этих условиях жидкий гелий-II протекает через капилляры, *не испытывая сил вязкости*. Это явление исчезновения вязкости и было названо *сверхтекучестью*. С другой стороны, как показали измерения Кеезома и Мак Вуда в 1938 г., вязкость Не II, измеренная по методу затухания крутильных колебаний диска, погруженного в Не II, оказалась конечной и вблизи  $\lambda$ -точки мало отличной от вязкости Не I.

3. Ниже описываются некоторые явления, наблюдающиеся в Не II. Однако для сокращения изложения мы сразу же даем и их толкование, основанное на так называемой *двухжидкостной модели* Не II, предложенной в 1938 г. Л. Тиссой (р. 1907), а затем обоснованной и усовершенствованной Л. Д. Ландау (1908—1968) в 1941 г.

В основе этой модели лежит предположение, что Не II состоит из двух компонентов: нормального ( $n$ ) и сверхтекучего ( $s$ ), каждый из которых характеризуется своей плотностью (так что полная плотность жидкости равна  $\rho = \rho_n + \rho_s$ ) и своими гидродинамическими скоростями  $v_n$  и  $v_s$ . Полная плотность потока импульса жидкости равна  $j = \rho_n v_n + \rho_s v_s$ . Плотность  $\rho_n$  нормального компонента стремится к нулю при  $T \rightarrow 0$ , когда гелий становится полностью сверхтекучим, а плотность  $\rho_s$  сверхтекучего компонента обращается в нуль при  $T > T_\lambda$ , когда весь гелий превращается в Не I.

Впрочем, двухжидкостная модель является не более как только *способом выражения*, удобным для описания явлений, происходящих в Не II. Как и всякое описание квантовых явлений в классических терминах, двухжидкостная модель при бук-

вальном ее понимании не является адекватной. Нельзя сказать, что гелий-II состоит из нормальных и сверхтекущих атомов. Разделить его на такие атомы невозможно уже потому, что атомы гелия совершенно тождественны. При перестановке местами «нормального» и «сверхтекущего» атомов, если бы гелий-II состоял из таковых, его состояние осталось бы в точности таким же, каким оно было до перестановки. В § 61 (пункт 4) будет приведена другая аргументация, почему о реальном различении Не II на нормальный и сверхтекущий компоненты и их фактическом отделении друг от друга не может быть речи. Кроме того, в покоящемся Не II различие между нормальным и сверхтекущим компонентами не обнаруживается. Точнее, надо было бы говорить не о существовании двух компонентов в Не II, а об одновременном сосуществовании двух движений — нормального и сверхтекущего. Плотности  $\rho_n$  и  $\rho_s$  играют при этом просто роль коэффициентов, показывающих вклад каждого из этих движений в тот или иной эффект. При использовании двухжидкостной модели надо всегда иметь в виду сделанную оговорку.

Нормальное движение обладает всеми свойствами вязкого течения жидкости, тогда как сверхтекущее движение приводит к явлению сверхтекучести. Двухжидкостная модель предполагает также, что сверхтекущее движение в гелии-II не только не сопровождается вязкостью, но и не принимает участия в *переносе тепла*.

4. С изложенной точки зрения понятно исчезновение вязкости Не II при течении через очень узкие капилляры. Нормальное (вязкое) течение Не II через узкий капилляр просто не происходит. Совершается только сверхтекущее течение, лишенное вязкости. Эффект выражен тем лучше, чем уже капилляр, так как в широких капиллярах течение становится турбулентным.

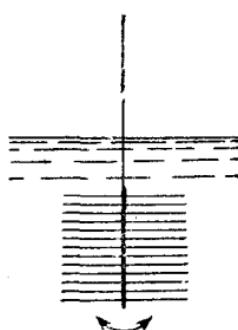


Рис. 111

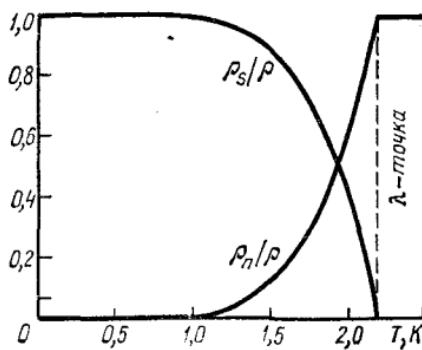


Рис. 112

Прямой опыт Э. Л. Андроникашвили (р. 1910) в 1946 г. подтвердил справедливость двухжидкостной модели. Схема этого опыта представлена на рис. 111. Стопка очень тонких дисков

из алюминиевой фольги (толщина 0,0015 см), расположенных на одной оси на равных расстояниях друг от друга (0,021 см), подвешивалась на упругой нити и совершала крутильные колебания в Не II. При колебаниях дисков увлекался только нормальный компонент Не II, тогда как сверхтекучий не оказывал никакого влияния на эти колебания. При  $T > T_\lambda$  в колебаниях принимала участие вся жидкость. При переходе через  $\lambda$ -точку период колебаний резко уменьшался, что объясняется появлением в Не II сверхтекучего компонента. Уменьшение периода колебаний непрерывно продолжалось и при дальнейшем понижении температуры. Измеряя периоды колебаний, можно было определить относительные содержания  $\rho_n/\rho$  и  $\rho_s/\rho$  нормального и сверхтекучего компонентов при различных температурах.

Результаты графически представлены на рис. 112. Из него видно, что при абсолютном нуле содержится только сверхтекучий компонент. При повышении температуры его содержание уменьшается. Температура, при которой  $\rho_s/\rho$  обращается в нуль, и представляет собой точку перехода гелия-II в гелий-I. Таким образом, фазовый переход в жидким гелии связан с исчезновением (или появлением) сверхтекучей части жидкости. Это исчезновение (или появление) происходит постепенно, т. е. в  $\lambda$ -точке  $\rho_n/\rho$  принимает предельное значение  $\rho_n/\rho = 1$  непрерывным образом, без скачка. Поэтому-то переход и является фазовым переходом второго рода.

С изложенной точки зрения понятно, почему при вытекании Не II из сосуда через узкий капилляр или щель он не обнаруживает вязкости. Это связано с тем, что из сосуда вытекает сверхтекучая часть жидкости, не обнаруживающая трения, а нормальная часть задерживается в сосуде, протекая через капилляр несравненно медленнее, со скоростью, свойственной ее вязкости и толщине капилляра. Диск же, совершающий крутильные колебания в Не II, тормозится трением о нормальную часть жидкости. Благодаря этому и получается конечное значение вязкости. Таким образом, в опытах с протеканием по капилляру обнаруживается наличие сверхтекучей части Не II, а в опытах с колебаниями диска — нормальной.

5. Обратимся теперь к рассмотрению некоторых явлений, наблюдавшихся в Не II.

Пусть два сосуда, наполненные Не II, соединены друг с другом узким капилляром. Практически роль капилляра может выполнять трубка, плотно забитая мелким порошком (например, наждачным). Между частицами порошка образуются извилистые каналы различной толщины ( $\sim 100$  нм), по которым и может течь сверхтекучая часть гелия. Если первоначально температуры Не II в сосудах были одинаковы, а уровни жидкости различны, то начнется перетекание сверхтекучей части гелия из одного сосуда в другой. Оказывается, что при этом температура

Не II будет повышаться в сосуде, из которого гелий вытекает, и понижаться в сосуде, куда он втекает. Это явление называется *механотермическим* или *механокалорическим* эффектом. Оно объясняется тем, что сверхтекучая часть Не II, с помощью которой только и осуществляется перетекание, не переносит никакого тепла. Поэтому внутренняя энергия в сосуде, откуда вытекает Не II, не изменяется, а общее количество жидкости в нем уменьшается. На единицу массы приходится все большая и большая внутренняя энергия, что и приводит к повышению температуры. Напротив, из-за втекания сверхтекучей части во второй сосуд удельная внутренняя энергия Не II в нем уменьшается, а поэтому температура понижается.

6. Существует обратный эффект, называемый *термомеханическим*. Допустим опять, что два сосуда с Не II сообщаются между собой узким капилляром. Пусть теперь в начальный момент температуры и уровни жидкости в обоих сосудах одинаковы. Нагреем один из сосудов. Тогда в нем содержание сверхтекучего компонента уменьшится, а нормального увеличится. Термодинамическое равновесие нарушится. Механическое равновесие будет быстро восстанавливаться путем перетекания сверхтекучего компонента из более холодного в более теплый сосуд. Такой процесс из-за механотермического эффекта будет только увеличивать разность температур в обоих сосудах. Нормальный компонент практически не участвует в перетекании. Выравнивание температур происходит несравненно более медленно, чем установление механического равновесия. В результате, пока температуры не выравняются, уровень гелия в менее нагретом сосуде окажется ниже, чем в более нагретом. Таким образом, при наличии в Не II градиента температуры возникает течение сверхтекучей части в направлении против этого градиента. Это и есть термомеханический эффект.

Яркой демонстрацией термомеханического эффекта может служить так называемое *фонтанирование гелия*, впервые наблюдавшееся в 1938 г. Алленом (р. 1908) и Джонсом. Один конец широкой трубки (рис. 113), плотно заполненной наждачным порошком, погружался в гелиевую ванну, а к другому был приделан вертикальный капилляр. При освещении наждачного порошка (достаточно было света от карманного фонарика) он нагревался, и сверхтекучий поток устремлялся из ванны в трубку с такой скоростью,

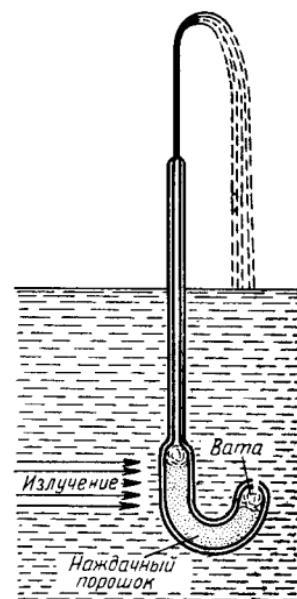


Рис. 113

что из капилляра была струя Не II, достигавшая высоты 30—40 см.

7. На поверхности тел, погруженных в жидкий гелий, образуются тонкие пленки, толщина которых при давлении насыщенных паров составляет около 30 нм, или 100 атомных слоев. Образование аналогичных пленок происходит и в случае других жидкостей (например, керосина). Но из-за отсутствия вязкости Не II его сверхтекучая часть течет внутри пленки, как по узкому каналу,— явление, наблюдавшееся Камерлинг-Оннесом еще в 1922 г. Благодаря этому пустая пробирка, опущенная в ванну с Не II, начинает наполняться жидкостью, даже если ее верхний

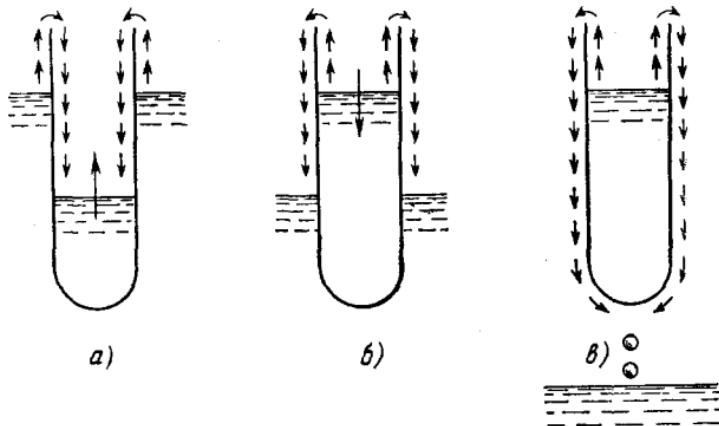


Рис. 114

конец расположен выше уровня Не II (рис. 114, а). Наполнение продолжается до тех пор, пока уровни жидкости в пробирке и в ванне не сравняются. Если после этого пробирку приподнять, то она опустошается (рис. 114, б). Опустошение продолжается и в том случае, когда пробирка приподнята над уровнем жидкости в ванне целиком. В последнем случае образуются капли, падающие в ванну с наружной поверхности дна пробирки (рис. 114, в). В этих опытах пленка Не II работает как сифон, причем движущую силу для сверхтекучей части создает главным образом разность гравитационных потенциалов между концами пленки. Типичное значение для скорости сверхтекучей части Не II составляет около 20 см/с. Нормальная часть жидкости, из-за своей вязкости, остается в пленке практически неподвижной.

8. Уже в ранних исследованиях (1935 г.) В. Кеезом и его дочь А. Кеезом обнаружили, что переход Не I в Не II сопровождается *резким возрастанием теплопроводности* (примерно в  $10^6$  раз). Теплопроводность Не II в сотни раз больше, чем у лучших металлических проводников тепла. Кроме того, оказа-

лось, что поток тепла в Не II не пропорционален градиенту температуры, так что невозможно говорить о «коэффициенте теплопроводности» Не II в обычном смысле слова. Как доказал П. Л. Капица, аномалии в передаче тепла в Не II являются следствием его сверхтекучести. Теплопередача в Не II носит **конвективный** характер. Действительно, допустим, что Не II как целое покоятся и что между двумя точками его возникла разность температур. Тогда из-за термомеханического эффекта сверхтекучая часть Не II начнет двигаться в сторону более высокой температуры. Возникнет и обратное движение нормальной части Не II, так как полный импульс жидкости должен оставаться равным нулю. Сверхтекучая и нормальная части движутся «одна сквозь другую», не испытывая трения. Сверхтекучая часть не переносит тепла. Все тепло связано с движением нормальной части. Таким движением и объясняется аномально высокая теплопередача в Не II.

Из-за аномально высокой теплопередачи фактически невозможно создать в толще Не II температурный градиент. С этим связано *внезапное прекращение кипения* при охлаждении жидкого гелия. Выше температуры  $\lambda$ -точки Не I при откачке ведет себя как всякая обыкновенная жидкость и бурно кипит. При переходе же через  $\lambda$ -точку кипение внезапно прекращается. В обычной жидкости пузырьки, необходимые для парообразования внутри жидкости, образуются, когда локальная температура внутри жидкости существенно выше температуры свободной поверхности. Если бы в Не II возникла подобная разность температур, то она исчезла бы столь быстро, что пузырьки не могли бы образоваться. Таким образом, в Не II парообразование происходит только на *свободной поверхности*, а не *внутри* жидкости, с чем и связана невозможность кипения.

**9.** Наличие существующих сверхтекучего и нормального потоков в Не II экспериментально наблюдал П. Л. Капица. В одном из его опытов (1941 г.), схематически показанном на рис. 115, небольшая стеклянная бульбочка (выполненная в виде миниатюрного сосуда Дьюара) оканчивалась в нижней части изогнутой стеклянной трубочкой (длиной 6 мм и внутренним диаметром 0,5 мм). Внутри бульбочки помещались константановый нагреватель  $W$  и бронзовый термометр  $T$ . Бульбочка погружалась в сосуд Дьюара с Не II. Перед концом трубочки на коромысле, подвешенном на тонкой кварцевой нити, помещалось легкое крыльышко, уравновешенное зеркальцем. Поворот коромысла можно было наблюдать по отклонению светового

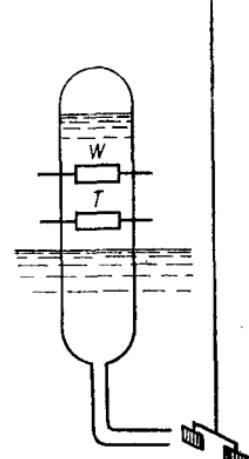


Рис. 115

луча, отраженного от зеркальца. При включении нагревателя коромысло поворачивалось, а крылышко удалялось от конца трубочки. При этом, однако, уровень жидкости в бульбочке не изменялся. Явление объясняется тем, что при включении нагревателя сверхтекучая часть Не II втекала внутрь трубочки, двигаясь в сторону повышения температуры. В противоположном направлении из трубочки устремлялся поток нормальной части жидкости. Происходило течение сверхтекучей и нормальной частей друг через друга, так что жидкость в целом представлялась неподвижной. Нормальный поток, обладая вязкостью, оказывал давление на крылышко и вызывал его отклонение. Сверхтекучий же поток в силу парадокса Даламбера (см. т. I, § 100) на крылышко не действовал. Таким образом, наблюдалось своеобразное явление: на покоящееся тело, погруженное в Не II, действовала сила, в то время как сам Не II представлялся *неподвижным*.

10. Тисса на основе двухжидкостной модели предсказал существование в Не II так называемого *второго звука*. Его теория была подробно разработана Ландау, а экспериментально явление впервые наблюдалось в 1946 г. В. П. Пешковым (1913—1980). В обычной жидкости звук представляет собой волны распространяющихся колебаний плотности. Такие волны могут распространяться и в Не II. Они называются *первым звуком*. Скорость первого звука в Не II при  $T = 0$  составляет около 239 м/с, а с повышением температуры несколько уменьшается. В волне первого звука сверхтекучая и нормальная части в каждый момент времени смещаются в одну сторону, т. е. движутся в одинаковых фазах. Однако если в Не II создать разность температур, то она начнет выравниваться не обычным механизмом теплопроводности, а быстрой конвекцией, при которой сверхтекучая и нормальная части движутся противоположно. Если в Не II возбудить колебание температуры, то из-за движения сверхтекучей и нормальной частей в противоположных направлениях полная плотность Не II останется неизменной, а полный поток импульса  $j = \rho_s v_s + \rho_n v_n$  будет равен нулю. Сверхтекучая и нормальная части колеблются в *противоположных фазах*. Однако нормальная часть несет тепло, а сверхтекучая не несет. Поэтому в рассматриваемом случае получается *температура волна*, в которой меняется не плотность, а температура. Это и есть второй звук.

Скорость второго звука в Не II сильно зависит от температуры. При  $T = 0$  она составляет около 139 м/с, а при  $T = T_\lambda$  обращается в нуль. По теории Ландау при  $T = 0$  скорость второго звука, в согласии с опытом, в  $\sqrt{3}$  раз меньше скорости первого звука.

### ЗАДАЧА

Показать, что тепло, потребное для нагревания гелия от  $t$  до  $t + dt$ , стремится к нулю при  $dt \rightarrow 0$  даже тогда, когда в рассматриваемом температурном интервале находится  $\lambda$ -точка, в которой теплоемкость гелия обращается в бесконечность.

### § 61. Понятие о теории сверхтекучести

1. Двухжидкостная модель Не II, конечно, только *описывает*, но отнюдь не объясняет явление сверхтекучести. Природа этого явления в основном была понята, а двухжидкостная модель обоснована Л. Д. Ландау в 1941 г. Ниже дается качественное представление о теории Ландау. Прежде всего в этой теории принимается, что жидкий гелий-II при температуре абсолютного нуля находится в основном, т. е. наизнешем (невозбужденном), квантовом состоянии. При движении тела в Не II оно совсем не испытывает трения, если при этом жидкость остается в основном состоянии. Для возникновения трения необходимо, чтобы Не II при движении тела переходил в *возбужденные состояния*. А так как между атомами жидкого гелия существует сильное взаимодействие, то возбужденные состояния должны быть *коллективными* (т. е. относиться ко всему гелию), а не возбуждениями изолированных атомов. Такие возбуждения носят квантовый характер. Кванты возбуждения в Не II называются *элементарными возбуждениями* и характеризуются определенными значениями импульса и энергии, т. е. ведут себя как квазичастицы. Коллективный характер элементарных возмущений — существенный пункт в теории Ландау.

Теория прежде всего должна определить *закон дисперсии* или энергетический спектр элементарных возбуждений, т. е. зависимость энергии  $\mathcal{E}$  от импульса  $p$  или, точнее, от модуля  $p$  импульса, поскольку жидкий гелий — изотропная среда. Эта часть задачи была решена Ландау *постулативно* с использованием эмпирических данных. Окончательная кривая  $\mathcal{E} = \mathcal{E}(p)$ , принятая Ландау (1947 г.), изображена на рис. 116. На начальном участке кривой  $\mathcal{E}$  растет линейно с импульсом:  $\mathcal{E} = c_{\text{зв}} p$ , совершенно так же, как в случае возбуждения звуковых волн в кристаллической решетке. На этом участке в Не II возбуждаются *фононы*, а постоянная  $c_{\text{зв}}$  является фазовой скоростью звука в Не II. Такой фононный спектр элементарных возбуждений предопределяет температурную зависимость теплоемкости Не II вблизи абсолютного нуля: как

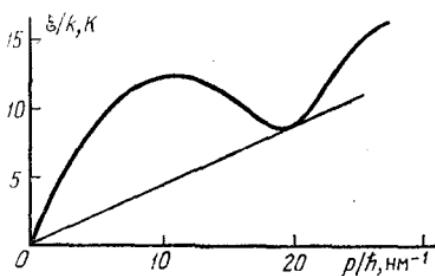


Рис. 116