

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**СВОЙСТВА ЛЁГКОГО ИЗОТОПА ГЕЛИЯ He^3
ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ. I****Р. А. Ченцов****ВВЕДЕНИЕ**

Настоящий обзор посвящён свойствам лёгкого изотопа гелия He^3 при низких температурах. Эта область физики низких температур получила в последние годы значительное развитие: за последние пять лет было опубликовано около 150 экспериментальных и теоретических работ, посвящённых исследованию низкотемпературных свойств жидкого и твёрдого He^3 и смесей He^3 с обычным гелием He^4 . Невозможно в объёме небольшой статьи даже бегло изложить все работы, посвящённые данной теме. Поэтому мы решили в нашем изложении остановиться лишь на наиболее интересных и существенных результатах. Этот недостаток изложения мы стремились искупить добавлением по возможности полной библиографии.

В начале обзора мы напоминаем о свойствах при низких температурах обычного изотопа гелия. В последующих разделах говорится о распространённости He^3 , способах обогащения гелия лёгким изотопом и получения He^3 в чистом виде. Далее рассказывается о диаграмме состояния He^3 , свойствах жидкого He^3 и жидких растворов He^3 — He^4 . Во второй части обзора, публикуемой в следующем номере, излагаются основные теоретические работы, посвящённые He^3 и смесям He^3 — He^4 . Здесь же приводится библиография.

1. СВОЙСТВА He^4 ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Мы будем предполагать, что читатель знаком с основными свойствами обычного изотопа гелия, например, по обзору Э. Л. Андроникашвили, помещённому в этом журнале ранее¹. Поэтому мы ограничимся лишь перечислением, в целях напоминания, некоторых из этих свойств, сравнение с которыми будет существенным при рассмотрении свойств He^3 .

He^4 до открытия He^3 представлял собой вещество с наиболее низкой температурой ожижения ($4,2^\circ\text{K}$) и критической точкой ($5,25^\circ\text{K}$). Гелий остаётся жидким при охлаждении под давлением собственных паров до любых сколь угодно низких температур; для получения твёрдого гелия необходимо подвергнуть жидкий гелий давлению, превосходящему 25 атмосфер. Наиболее интересной особенностью диаграммы состояния He^4 является существование областей, соответствующих двум различным жидким фазам: He I и He II . Последний существует лишь при температурах ниже $2,19^\circ\text{K}$ и отличается рядом необычных свойств. Самым существенным из свойств He II является открытая П. Л. Капицей² «сверхтекучесть» — способность без трения перетекать по тончайшим щелям и капиллярам. При этом перетекающий сверхтекучий гелий не несёт с собой тепла, и процесс сопровождается охлаждением сосуда, в который он перетекает («механо-калорический эффект»). Особенностью He II является также «субстанциональный» характер распространения в нём теплового потока: П. Л. Капицей³ было открыто явление невидимой «тепловой струи», распространяющейся на значительные расстояния в He II при выделении тепла в погружённом в жидкий гелий сосудике, оканчивающемся капиллярным соплом. Выходящая из капилляра тепловая струя оказывает давление на противостоящие препятствия, обладает реактивным действием. Интересной является поверхностная плёнка жидкого гелия, покрывающая на значительную высоту стенки сосуда, содержащего He II . Плёнка имеет толщину $\sim 10^3$ атомных слоёв и обладает значительной подвижностью: уровни жидкого гелия в сосудах, сообщающихся через пристенную плёнку, быстро выравниваются.

Согласно современным представлениям, развитым Л. Д. Ландау⁴, жидкий гелий при более низких температурах представляет собой слабо возбуждённую квантовую систему, тепловая энергия в которой оказывается связанной с отдельными «квантами возбуждения», число которых возрастает с повышением температуры. При низких температурах (ниже 1°K) преобладающую роль играют возбуждения, называемые фононами, — звуковые колебания очень высокой частоты. При более высоких температурах (выше $1,5^\circ$) главная роль принадлежит возбуждениям другого типа — ротонам, обладающим иной (квадратичной, а не линейной) зависимостью энергии от импульса. Для возбуждения ротонов требуется некоторая минимальная энергия (около $8,9k$, где k — постоянная Больцмана), поэтому выражения для числа ротонов, а также определяемых им термодинамических величин (например, теплоёмкости, энтропии) заключают в себе множители, экспоненциально зависящие от температуры. Элементарные тепловые возбуждения обладают эффективной массой; последняя величина для ротона имеет порядок массы атома He^4 . Суммарная масса ρ_n всех возбуждений, находящихся в 1 см^3 He II , меняется от нуля при 0°K до ρ_λ —

плотности жидкого гелия при температуре λ -перехода из He II в He I . Экспериментально температурная зависимость ρ_n/ρ_λ была впервые определена Э. Л. Андроникашвили⁵ в опытах с крутильными колебаниями стопки параллельных дисков, помещённых в He II . Совокупность всех элементарных возбуждений можно рассматривать как «нормальную компоненту» He II в отличие от остальной его части — «сверхтекучей компоненты». Сверхтекучая компонента не обладает вязкостью и с лёгкостью проникает сквозь щели, практически непроницаемые даже для газов. Нормальная компонента, напротив, обладает вязкостью $\sim 10^{-5}$ пуаз, которая может быть измерена по затуханию колеблющегося в He II диска⁶, либо методом вискозиметра с неподвижным (подвесным) и вращающимся цилиндрами⁷. Температурная зависимость вязкости находит удовлетворительное теоретическое объяснение⁸. Легко объясняется также так называемый «термомеханический эффект» — появление механического напора при соединении двух сосудов, заполненных He II и поддерживаемых при разных температурах, через очень тонкую щель или плёнку. Здесь мы имеем дело со своего рода осмотическим давлением тепловых возбуждений, причём щель (плёнка) играет роль полупроницаемой перегородки.

Теория He II позволила предсказать интересное новое явление «второго звука» — тепловых волн, распространяющихся в He II со значительной скоростью и без заметного затухания. Экспериментально второй звук был впервые обнаружен В. П. Пешковым⁹. Исследования скорости второго звука при очень низких температурах, проведённые Пешковым и другими исследователями¹⁰, блестяще подтвердили её температурный ход, предсказанный на основании теории Ландау.

2. ЛЁГКИЙ ИЗОТОП ГЕЛИЯ — He^3

В 1933—1934 гг. Резерфорд, Олифант и другие¹¹ сообщили о ядерных реакциях, одним из продуктов которых являлся новый, более лёгкий изотоп гелия: $\text{Li}^6(p, \alpha)\text{He}^3$; $\text{H}^2(d, n)\text{He}^3$. Однако вначале ничего не было известно о стабильности ядра He^3 . Лишь в 1939 г. Альварец и Корног¹², работая на 60-дюймовом циклотроне с переменным магнитным полем, нашли между пиками, соответствующими протонам и α -частицам, небольшой, но отчётливый пик, который, как они показали, соответствовал иону $(\text{He}^3)^{++}$. Интенсивность пучка составляла вначале всего около тысячи частиц в секунду. Увеличив её, авторы осуществили первую ядерную реакцию с He^3 в качестве рабочей частицы: $\text{Si}^{28}(\text{He}^3, p)\text{P}^{30}$. Этими и последующими исследованиями было показано, что He^3 представляет собой стабильный, но крайне редкий изотоп гелия.

Согласно современным сведениям¹³, содержание He^3 в атмосферном гелии составляет $(1,2 \div 1,3) \cdot 10^{-6}$ (по числу атомов He^3

и He^4). Напомним, что содержание гелия в атмосферном воздухе около $5 \cdot 10^{-6}$; таким образом, содержание He^3 в воздухе составляет меньше 10^{-11} . Относительное содержание He^3 в гелии из природных газовых источников ещё меньше — от $5 \cdot 10^{-8}$ до $5 \cdot 10^{-7}$. В гелии, полученном из радиоактивных минералов, содержится всего около одного атома He^3 на 10^3 атомов He^4 . Несколько выше содержание He^3 в гелии, извлечённом из нерадиоактивных минералов: от $5 \cdot 10^{-8}$ до $1,2 \cdot 10^{-5}$ (в минерале сподумене).

Происхождение He^3 на Земле чаще всего связывают с действием космических лучей на различные элементы. Так, под действием нейтронной компоненты космического излучения в литосфере может идти реакция $\text{Li}^6 (\text{n}, \alpha) \text{H}^3$; «сверхтяжёлый водород» — тритий H^3 является β -активным и, распадаясь с периодом полураспада 12,5 лет, превращается в He^3 . Некоторые авторы полагают, что медленные нейтроны, необходимые для осуществления этой реакции, могут быть не космического происхождения, а появляться в результате испускания ураном, торием и другими естественно-радиоактивными элементами α -частиц, которые при взаимодействии с ядрами лёгких элементов (Si, Al и т. д.) вызывают образование быстрых нейтронов, затем замедляющихся в гранитных массивах. В атмосфере могут идти реакции на быстрых нейтронах типа $\text{N}^{14} (\text{n}, \text{C}^{12}) \text{H}^3$ или $\text{N}^{14} (\text{n}, 3\alpha) \text{H}^3$, что должно вести к образованию He^3 в атмосфере. Возможно и непосредственное образование He^3 в «звёздах», возникающих под действием космических лучей. В этой связи интересно отметить¹⁴, что в гелии, извлечённом из метеоритов, содержание He^3 может быть значительно выше, чем в гелии из земных источников, и превышать 30%. Всего в атмосфере, повидимому, образуется порядка 1 атома He^3 на 1 см^2 земной поверхности в 1 секунду. Атомы He^3 постепенно покидают атмосферу — в среднем за время, исчисляемое несколькими миллионами лет.

Ввиду крайней малости содержания He^3 в обычном гелии свойства последнего практически при всех температурах определяются свойствами изотопа He^4 . Для того чтобы присутствие He^3 сказалось на свойствах гелия, необходимо осуществить значительное обогащение He лёгким изотопом. Первым из обогащательных методов к смесям He^4 — He^3 был применён метод термодиффузии, позволяющий достигнуть существенного начального обогащения. Однако для получения значительных концентраций по этому методу требуется большое время и большие энергетические затраты. Например, одна из описанных установок этого рода¹⁵ состояла из трёх последовательных термодиффузионных колонок, потреблявших мощность $16,5 \text{ кВт}$; выход гелия с содержанием около 0,2% He^3 составлял всего 14 см^3 газа в сутки.

Весьма эффективным методом обогащения гелия лёгким изотопом является низкотемпературный метод, основанный на том, что атомы He^3 , находясь в растворе в жидком He II , не принимают уча-

ствия в сверхтекучем движении и входят, таким образом, в нормальную компоненту (подробнее этот вопрос рассмотрен в п. 4). Если заставить He II протекать за счёт сверхтекучести через узкую щель или пристенную плёнку, то He^3 будет задерживаться, и его концентрация в сосуде, из которого происходит вытекание, будет возрастать. Б. Н. Есельсон и Б. Г. Лазарев¹⁶, пользуясь сконструированной ими весьма простой установкой, основанной на этом явлении, а также на термомеханическом эффекте, достигли обогащения в 2000 раз. Это позволило им за несколько дней получить несколько литров гелия с содержанием He^3 в 0,01%.

Низкотемпературный метод применим и для дальнейшего обогащения более богатых исходных смесей; так, описана установка¹⁷, в которой концентрация He^3 в He II повышалась от 2 до 30—40%. Однако этот метод характеризуется одним принципиальным недостатком: концентрация He^3 в жидкости не может превысить некоторого предельного, зависящего от температуры разделительной установки, значения, определяемого кривой λ -переходов в жидких растворах He^4 — He^3 (см. ниже).

Для дальнейшего разделения предварительно уже значительно обогащённых смесей He^4 с He^3 удобно воспользоваться методом ректификации в ректификационной колонке. Применение этого метода к изотопической смеси He^4 — He^3 впервые описано в работе Б. Н. Есельсона и Б. Г. Лазарева¹⁶. Построенная ими простая и эффективная разделительная колонка изображена на рис. 1. Исходная смесь конденсируется на дне небольшого дьюаровского сосуда D . Пропусканием тока через нагреватель H жидкая смесь интенсивно нагревается. Образовавшийся пар конденсируется в верхней части колонки (поддерживаемой при температуре гелиевой ванны) и в виде плёнки стекает вниз по винту B . При этом происходит обмен молекулами между жидкой и находящейся в противотоке газовой фазами, приводящий к обеднению He^4 и обогащению He^3 части смеси, находящейся вверху колонки. Отбор обогащённой смеси производится по трубке T .

Колонка позволяла осуществлять обогащение в ~ 150 раз. С помощью этой установки авторы получили количество гелия с содержанием He^3 в 1,5%, достаточное для проведения ряда существенных экспериментов. При помощи вторичной ректификации можно получить дальнейшее значительное обогащение смеси лёгким изотопом (Б. Н. Есельсон, Б. Г. Лазарев¹⁸). Фэрбанк и другие¹⁹ сообщили об успешном применении этого метода для получения гелиевой смеси, содержавшей более 99% He^3 .

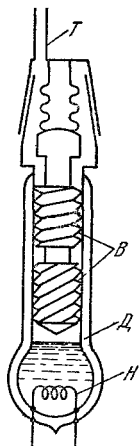


Рис. 1. Ректификационная колонка для разделения изотопов гелия.

Следует заметить, что хотя получение весьма чистого He^3 из естественного гелия путём последовательного обогащения различными методами практически вполне возможно, этот путь является довольно громоздким. Это видно, например, из того, что для получения $\sim 10 \text{ см}^3$ газообразного He^3 при нормальных условиях (минимальное количество, имея которое, можно проводить опыты с конденсированным He^3) необходимо переработать ~ 100 кубометров гелия, полученного из естественных источников.

Развитие ядерной физики привело к совершенно новой возможности искусственного получения чистого He^3 , минуя необходимость обогащения бедного лёгким изотопом естественного гелия²⁰. Метод заключается в использовании упоминавшейся уже реакции получения трития из лития, облучаемого нейтронами: $\text{Li}^6 + n \rightarrow \text{He}^4 + \text{H}^3$. Облучение осуществляется в ядерном реакторе. Полученный тритий отделяется от образовавшегося He^4 диффузией через нагретый палладиевый колпачок, легко проницаемый для водорода, но задерживающий гелий. Собранному чистому тритию предоставляют возможность самопроизвольно распадаться с образованием He^3 : $\text{H}^3 \rightarrow \text{He}^3 + e^-$. Когда в образовавшейся смеси трития и лёгкого изотопа гелия накопится достаточное количество He^3 , оба элемента вновь разделяются с помощью того же палладия или вымораживанием трития в змеевике, находящемся в жидком гелии²¹. Этим способом были получены практически чистые образцы He^3 , на которых были определены основные термодинамические и другие свойства лёгкого изотопа гелия при низких температурах.

3. ДИАГРАММА СОСТОЯНИЯ ЧИСТОГО He^3 И ЕГО СВОЙСТВА. ОТСУТСТВИЕ СВЕРХТЕКУЧЕСТИ

Гелий являлся последним из так называемых «постоянных» газов; он был впервые ожижен лишь в 1908 г. Трудность конденсации гелия связана, с одной стороны, со слабостью сил молекулярного притяжения, характеризующих взаимодействие гелиевых атомов, обладающих заполненными электронными оболочками; это обстоятельство уже само по себе обеспечивало очень низкую температуру ожижения He^4 . С другой стороны, благодаря малости массы атома He^4 (4,0039 единицы физической шкалы атомных весов) и низкой температуре ожижения значительно возросла роль нулевых колебаний, сказывающихся, в частности, в появлении дополнительных сил отталкивания при сближении атомов, т. е. в дальнейшем ослаблении эффективного межмолекулярного притяжения. В результате критическая температура He^4 лежит исключительно низко: около -268°C . Атом He^3 обладает той же электронной структурой, что и He^4 , но ещё меньшей массой (3,0170 единицы физической шкалы). Ввиду этого энергия нулевых колебаний, возникающих при ожижении He^3 , должна быть ещё

больше, чем в случае He^4 . Исходя из подобных соображений, высказывали даже предположение²² о том, что, повидимому, ожидить He^3 принципиально невозможно: выигрыш энергии межмолекулярного взаимодействия при сближении атомов мог оказаться меньше, чем сопутствующее возрастание нулевой энергии. Однако эти соображения были в основном качественными.

Иной теоретический подход к проблеме ожидения лёгких газов был развит в так называемой «квантовой теории соответственных состояний» де-Бура²³. Автор теории исходил из предположения, что взаимодействие молекул рассматриваемых газов можно описать потенциалом Леннарда-Джонса: $U(r) = 4\varepsilon [(r/\sigma)^{-12} - (r/\sigma)^{-6}]$. Здесь r — расстояние между центрами тяжести молекул; ε и σ — константы, характеризующие величину и «протяжённость» молекулярного взаимодействия: ε есть абсолютная величина энергии взаимодействия в точке минимума, σ — межмолекулярное расстояние, при котором энергия взаимодействия обращается в нуль. ε и σ могут быть определены, например, при помощи исследования изотерм газа. Де-Бур выражает все макроскопические термодинамические характеристики вещества — давление, объём, температуру и т. д. — через молекулярные параметры ε , σ и их комбинации. Например, вместо абсолютной температуры T вводится безразмерная приведённая температура $T^* = T/(\varepsilon/k)$ (k — постоянная Больцмана); вместо молярного объёма V — приведённый объём $V^* = V/(\sigma^3 N)$ (N — число Авогадро); вместо давления p — приведённое давление $p^* = p/(\varepsilon/\sigma^3)$ и т. д. Участие сил квантового происхождения учитывается введением дополнительной безразмерной величины $\lambda^* = \lambda/\sigma = (h \sqrt{\varepsilon m})/\sigma$ (m — масса молекулы, λ — длина волны де-Бройля молекул при температуре, при которой средняя энергия теплового движения молекул газа становится порядка ε).

По мысли де-Бура, уравнение состояния вещества, описываемого этой теорией, представляет собой универсальную функцию: $f(T^*, p^*, V^*, \lambda^*) = 0$. Поэтому приведённые критические температура $T_{\text{кр}}^*$, давление и объём, молярный объём при температуре абсолютного нуля, температура ожидения, упругость пара и другие термодинамические величины, выраженные в соответствующих приведённых единицах, должны для различных веществ этого класса описываться одной универсальной функцией параметра λ^* . На рис. 2 показан пример подобной зависимости — кривая $T_{\text{кр}}^*(\lambda^*)$. Её рассмотрение показывает, что для значительного числа одноатомных и даже двухатомных газов действительно имеет место универсальная зависимость. При этом для более тяжёлых молекул $T_{\text{кр}}^*$ приблизительно постоянна, а для более лёгких начинает падать за счёт влияния квантовомеханической энергии нулевых колебаний соответственно возрастанию значения квантового

параметра λ^* . Экстраполируя изображённую кривую до значения $\lambda^* = 3,05$, соответствующего He^3 , мы сразу приходим к значению $T_{\text{кр}}^*$ для этого элемента.

Подобным образом де-Бур предсказал, что критические постоянные для He^3 должны иметь значения: $T_{\text{кр}} = 3,3^\circ \pm 0,2^\circ \text{ K}$,

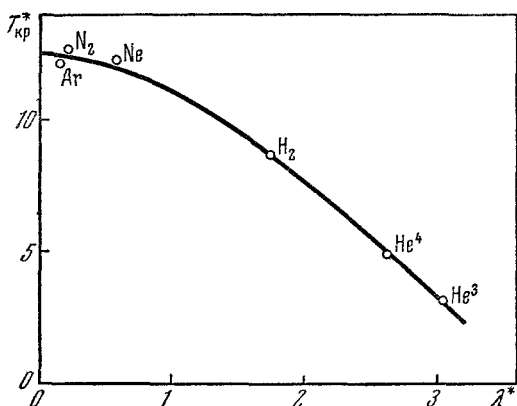


Рис. 2. Зависимость приведённой критической температуры от квантового параметра λ^* .

$p_{\text{кр}} = 1,1 \pm 0,2 \text{ атм}$ и т. д. Была даже предсказана кривая упругости пара и дано её уравнение. Для температуры ожизения (под атмосферным давлением) было предсказано значение $T_{\text{кип}} \sim 3,1^\circ \text{ K}$; следовательно, He не только должен был поддаваться ожизению, но это даже могло быть довольно легко осуществлено. Последовавшие опыты явились прекрасным подтверждением сделанных де-Буром предсказаний. Например, для критических температуры и давления были получены значения: $T_{\text{кр}} = 3,35^\circ \text{ K}$, $p_{\text{кр}} = 890 \text{ мм рт. ст.}$; температура кипения при атмосферном давлении $T_{\text{кип}} = 3,195^\circ \text{ K}$; давления насыщенных паров при разных температурах в пределах ошибок определения легли на теоретическую кривую. Это показывает успешность примененного де-Буром полуэмпирического подхода к проблеме учета квантовомеханических свойств, проявляющихся в поведении вещества при очень низких температурах.

Впервые He^3 был ожизен Сидоряком, Грилли и Хаммелом²⁴ в 1949 г. В их распоряжении имелось 20 см^3 практически чистого He^3 . Из такого количества газа могло получиться лишь несколько десятков кубических миллиметров жидкости. Поэтому ожизение было осуществлено в капилляре, погружённом в ванну обыкновенного жидкого гелия, температура которого регулировалась обычным способом (по давлению паров) и поддерживалась постоянной. Давление He^3 в капилляре постепенно повышалось при помощи

перемещения ртутного поршня во внешнем сосуде, с которым был соединен капилляр; при этом производилось непрерывное измерение давления в системе He^3 . Начало конденсации замечалось по прекращению возрастания давления при дальнейшем перемещении поршня. Применив во втором опыте вместо стального капилляра стеклянный, авторы убедились, что сконденсированная фаза является действительно жидкой. Жидкий He^3 представляет собой бесцветную, прозрачную жидкость, похожую по виду на He^1 — жидкий He^4 при температуре выше λ -точки. Авторы определили кривую упругости пара, точку кипения и критическую точку He^3 .

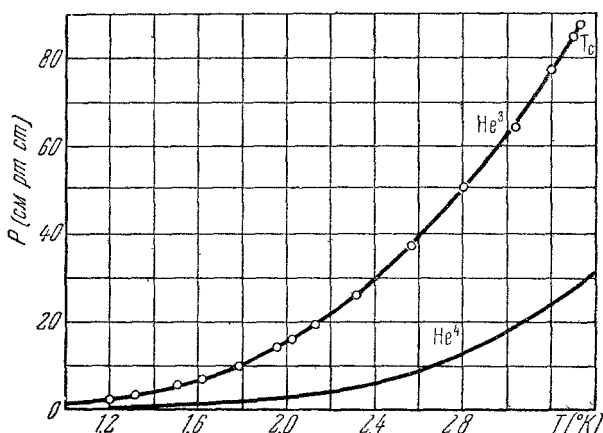


Рис. 3. Упругость пара над жидким He^3 .

Зависимость давления паров He^3 от температуры представлена графически на рис. 3; здесь же для сравнения приведена соответствующая кривая для He^4 . Видно, что с понижением температуры отношение давлений паров He^3 и He^4 быстро возрастает; при 1°K оно составляет уже более 70. Высокая упругость пара He^3 позволяет использовать его в качестве рабочего вещества для создания чувствительного конденсационного термометра, вполне пригодного для измерения температур $\sim 1^\circ\text{K}$ и ниже.

Более подробно кривая равновесия жидкость — пар исследовалась в работе Абрахама, Осборна и Уэйнстока²¹. Измерения упругости пара жидкого He^3 при различных температурах производились в гелиевом криостате, обладавшем интересными особенностями. Для увеличения скорости откачки присоединение дьюара (внутренний диаметр которого составлял около 6 см) к системе осуществлялось при помощи широких фланцев. Установка и регулировка (с точностью до $0,001^\circ$) температуры производилась диафрагмой, установленной в трубе диаметром около 10 см, ве-

дущей к насосу, по показаниям дибутилфталатового дифференциального манометра с наклоном 1:10. Манометрическая трубка входила в дьюар на 43 см, так что нижний конец всегда находился в области ламинарного течения газа.

He³ с содержанием He⁴ $0,03 \pm 0,03\%$ конденсировался в объеме 50 мм³, высверленном в медном блоке. Сосуд соединялся с внешней системой монеловой трубкой диаметром 0,5 мм. Авторы определили кривую упругости пара над жидким He³ в интервале температур от 1,025° К до критической точки. Усредненные по методу наименьших квадратов значения давления паров выражаются формулой: $\lg p = 0,97796/T + 2,5 \lg T + 0,000302T^3 + 1,91594$. Здесь давление p выражается в миллиметрах ртутного столба, а абсолютная температура T — по так называемой «согласованной шкале» температур²⁵, определяемых по упругости пара He⁴, с поправками Кистемейкера²⁶. Точные значения упругости пара He³ при различных температурах согласно работе²¹ приведены в таблице 1.

Таблица 1

Температурная зависимость упругости пара He³

$T(^{\circ}\text{K})$	1,0	1,1	1,2	1,3	1,4	1,5	1,6	1,7	1,8
$p(\text{мм рт. ст.})$	8,68	13,51	19,98	28,13	38,33	50,72	65,50	82,85	102,94
$T(^{\circ}\text{K})$	1,9	2,0	2,1	2,2	2,3	2,4	2,5		
$p(\text{мм рт. ст.})$	125,94	152,04	181,38	214,13	250,46	290,50	334,44		
$T(^{\circ}\text{K})$	2,6	2,7	2,8	2,9	3,0	3,1	3,2		
$p(\text{мм рт. ст.})$	382,41	434,59	491,13	552,18	617,89	688,45	762,02		
$T(^{\circ}\text{K})$	3,3								
$p(\text{мм рт. ст.})$	844,74								

Плотность жидкого He³ была определена в упомянутой выше работе²⁴ следующим косвенным методом. Часть сконденсированного в стеклянном капилляре жидкого He³ заставляли испаряться, увеличивая внешний объем; величина последнего измерялась. Одновременно измерялась величина испаренного объема жидкости. По величине изменения обоих объемов, температуре внешнего объема и давлению пара He³ можно было определить разность плотностей He³ в жидком состоянии и насыщенного пара He³ $\rho_{\text{ж}} - \rho_{\text{п}}$. Для исключения плотности пара авторы воспользовались правилом Матиаса, согласно которому $(\rho_{\text{ж}} + \rho_{\text{п}})/2$ представляет собой линейную функцию температуры, обращающуюся в критической точке в значение критической плотности $\rho_{\text{кр}}$. Приняв $\rho_{\text{кр}} = 0,0420$ (значение, полученное из данных о критической температуре и давлении) и экстраполируя правило Матиаса до низких температур, где $\rho_{\text{п}} \ll \rho_{\text{ж}}$, авторы получили значения плотности жидкого He³, находящегося

в равновесии с паром, приведённые на рис. 4. Точность определения $\rho_{\text{ж}}$ по оценке авторов составляет $\sim 3\%$ *).

Пользуясь своими результатами измерений упругости пара He^3 , Абрахам, Осборн и Уэйнсток²¹ определили по уравнению Клапейрона-Клаузиуса теплоту испарения He^3 и её температурную зависимость. Удельный объём жидкости определялся по вышеприведённым значениям плотности; удельный объём пара определялся из уравнения состояния газообразного He^3 с учётом второго вириального коэффициента. Согласно этим расчётам в интервале между 1 и $2,2^\circ \text{K}$ теплота испарения He^3 составляет около 10 кал/моль — в два раза меньше, чем у He^4 . При $T \approx 2,1^\circ \text{K}$ имеется максимум $11,4 \text{ кал/моль}$; экстраполяция к $T=0$ приводит к значению $4,47 \text{ кал/моль}$. Согласно другим вычислениям (Е. М. Лифшиц²⁷) теплота испарения при низких температурах равна $5,5 \text{ кал/моль}$. Прямых измерений этой величины пока произведено не было.

Фазовое равновесие твёрдый He^3 — жидкий He^3 было исследовано в работах Осборна, Абрахама и Уэйнстока²⁸. Оказалось, что для перевода He^3 в твёрдое состояние, как и в случае He^4 , нужно применять довольно большие давления. Определение давления затвердевания He^3 при разных температурах производилось так называемым методом блокированного капилляра. В ванну He^4 был погружён U-образный капилляр, в котором был сконденсирован He^3 . Давление по обе стороны капилляра измерялось. Изменение давления производилось при помощи перемещения ртутного поршня в сосуде, соединённом с одним из капилляров. Пока давление не превосходило значения, соответствующего затвердеванию He^3 , показания обоих манометров соответствовали друг другу. Однако как только достигалось это значение, He^3 затвердевал и закупоривал капилляр, поэтому дальнейшее перемещение поршня вызывало повышение давления лишь в соединённом с ним колене. Найденная температурная зависимость давления затвердевания He^3 между $0,5$ и $1,5^\circ \text{K}$ описывается формулой $P_{\text{пл}} = 26,8 + 13,1T^2 \text{ атм.}$

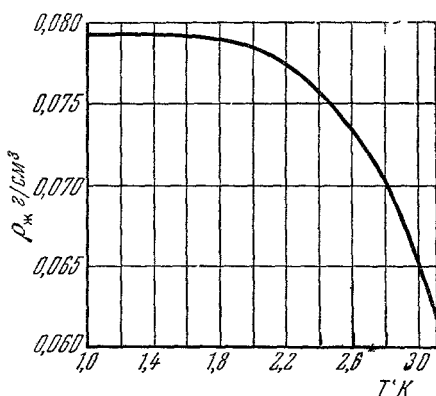


Рис. 4. Плотность жидкого He^3 .

*) В работе⁵⁷ указывается, что Керром выполнены измерения плотности $\rho_{\text{ж}}$ с точностью $0,1\%$; результаты докладывались на третьей конференции по физике низких температур в Хаустоне (США).

Ниже $0,5^\circ \text{K}$ давление затвердевания перестаёт зависеть от температуры и остаётся равным $29,3 \text{ атм.}$ Первоначально авторы полагали, что это, возможно, связано с нарушением теплового контакта между капилляром и применявшейся для получения сверхнизких температур парамагнитной солью. Однако затем стало ясно, что метод блокировки капилляра оказывается непригодным, если на кривой зависимости давления плавления от температуры имеется минимум (наличие такого минимума было предсказано И. Я. Померанчуком²⁹). При температурах ниже температуры минимума блокировка капилляра всё равно будет происходить при минимальном давлении; при этом капилляр будет закупориваться не в наиболее холодной части, а несколько выше: там, где он имеет температуру, соответствующую минимуму.

Косвенное определение давления плавления при температурах выше $1,5^\circ$ было произведено Б. Н. Есельсоном и Б. Г. Лазаревым¹⁸. Экстраполируя данные по затвердеванию смесей $\text{He}^3 - \text{He}^4$ (см. п. 4), они получили плавное продолжение кривой предыдущих авторов до температуры $\sim 2,3^\circ \text{K}$. При последней температуре давление плавления составляет немногим менее 100 атм. Кривая температурной зависимости давления плавления по данным

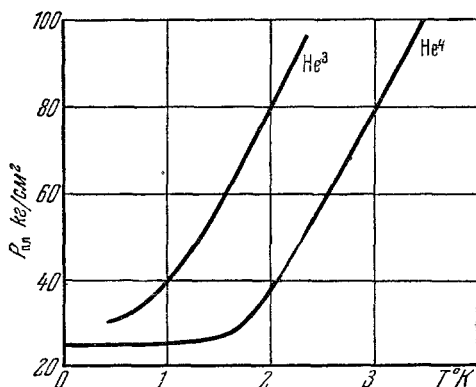


Рис. 5. Давление плавления твёрдого He^3 .

работ^{28, 18} приведена на рис. 5. Несмотря на неопределённость в ходе кривой ниже $0,5^\circ \text{K}$, во всяком случае можно отметить отсутствие какой-либо тенденции к уменьшению давления плавления до нуля при приближении к абсолютному нулю температур. Следовательно, He^3 , подобно He^4 , повидимому, не может быть переведён в твёрдое состояние никаким охлаждением, если он будет находиться под давлением своих собственных паров. Это является одним из наиболее наглядных проявлений нулевых колебаний, обусловленных действием сил квантовой природы.

Сравнительно недавно де-Врисом и Доунтом³⁰ была измерена в широком интервале температур ($0,5 - 2,3^\circ \text{K}$) теплоёмкость жидкого He^3 , содержавшего небольшую примесь (4%) He^4 . Несмотря на малое количество He^3 , которым располагали авторы (рабочий объём их адиабатического калориметра составлял $\sim 14-16 \text{ мм}^3$) и малость абсолютной величины теплоёмкости образца ($\sim 10^{-4} \text{ кал/град}$), им удалось измерить теплоёмкость $c_{\text{ж}}$ жидкого He^3 в указанном температурном интервале с точностью $\sim 10-20\%$. Оказалось, что $c_{\text{ж}}$ с понижением температуры монотонно уменьшается от $3,6 \text{ кал/град} \cdot \text{моль}$ при $2,3^\circ \text{K}$ до $0,9-1,1 \text{ кал/град} \cdot \text{моль}$ при температурах ниже 1°K . Интересно, что при низких температурах зависимость теплоёмкости от температуры становится очень слабой: $c_{\text{ж}}$ как бы стремится к постоянному, не равному нулю пределу. Такое поведение, однако, противоречило бы общему положению статистической физики, согласно которому теплоёмкость всех тел должна исчезать при $T \rightarrow 0$. Это говорит о наличии аномалий на кривой теплоёмкости He^3 при очень низких температурах — аномалий, ещё подлежащих экспериментальному определению.

Позднее данные о теплоёмкости жидкого He^3 при сверхнизких температурах были сообщены также Осборном, Абрахамом и Уэйнстоком³¹, а также Робертсом и Сидоряком³². В работе³¹ $c_{\text{ж}}$ определено в интервале температур $0,42 - 1,06^\circ \text{K}$ с точностью (по оценке авторов) $\sim 5\%$. Измерения производились обычным способом адиабатического калориметра; для получения He при сверхнизких температурах производилось разматывание парамагнитной соли, окружавшей медный сосуд объёмом около 2 см^3 , содержащий $0,2 - 0,7 \text{ см}^3$ жидкого He^3 . В указанном интервале температур авторы нашли теплоёмкость жидкого He^3 следующей интерполяционной формуле: $c_{\text{ж}} = 0,53 + 0,48 \cdot T \text{ кал/град} \cdot \text{моль}$.

Робертс и Сидоряк³² использовали оригинальную калориметрическую методику. Их калориметр представлял собой медную сферу объёмом $\frac{3}{4} \text{ см}^3$, заполненную жидким He^3 и охлаждаемую относительно окружающей ванны He^4 откачкой паров He^3 . Производились одновременные измерения скорости нагрева $\dot{T}$ и теплоподвода $\dot{Q}$ при различных значениях N — полного количества молей He^3

в системе. Нанесение на график величины $\dot{Q}/\dot{T}$ как функции N (после введения поправок на выделение скрытой теплоты и на теплоёмкость пара) давало прямую линию, наклон которой, как легко видеть, как раз равенется молярной теплоёмкости жидкого He^3 . Преимуществом метода является исключение влияния теплоёмкости газообразного гелия вне сферы и теплоёмкости самого калориметра, поскольку эти величины не зависят от N . Этим методом были найдены значения теплоёмкости $c_{\text{ж}}$ в интервале температур $0,54 - 1,695^\circ \text{K}$. Проведенные авторами предварительные опреде-

ления теплоёмкости $c_{ж}$ при $T \sim 0,4^\circ \text{K}$ показали, что при этой температуре энтропия жидкого He^3 , в соответствии с предсказанием И. Я. Померанчука²⁹, падает до значений, меньших значения $R \ln 2$, соответствующего хаотическому пространственному распределению спинов ядер He^3 при низких температурах (подробнее об этом смотри в разделе 5, посвящённом теоретическим работам).

Кривая теплоёмкости жидкого He^3 (находящегося в равновесии с собственным паром), построенная с учётом данных разных авторов, приведена на рис. 6. Для сравнения напомним, что теплоём-

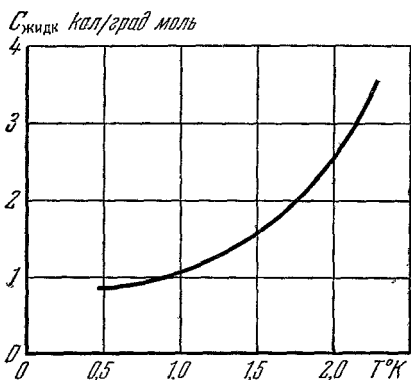


Рис. 6. Теплоемкость жидкого He^3 , находящегося в равновесии с паром.

кость жидкого He^4 имеет в λ -точке резкий пик, а ниже λ -точки меняется по закону, близкому к $T^{5,5}$, за исключением самых низких температур, где она становится пропорциональной T^3 . Различие между свойствами обоих изотопов гелия выступает здесь с большой отчётливостью.

Разными авторами исследовались также магнитные свойства жидкого He^3 (Хаммел и другие³³; Фэрбанк и другие¹⁹). Ядро атома He^3 в отличие от ядра атома He^4 (α -частицы) обладает спином, равным $1/2$, и магнитным моментом, равным $1,07 \cdot 10^{-23}$. Поэтому можно было ожидать при низких температурах магнитных эффектов в жидком He^3 , связанных с взаимным ориентированием магнитных моментов ядер He^3 . Первая группа авторов, производя измерения магнитной восприимчивости методом моста индуктивностей, показала, что в жидком He^3 не наблюдается никаких ферромагнитных явлений, по крайней мере при температурах выше $0,9^\circ \text{K}$.

Характер температурной зависимости восприимчивости жидкого He^3 был установлен в работе Фэрбанка с сотрудниками¹⁹. He^3 конденсировался внутри катушки, являвшейся частью высокочастотного резонансного контура и помещенной в магнитное поле напряжённостью в 10 000 эрстед. Система выдерживалась в течение длительного времени с тем, чтобы установилось равновесие между тепловым движением и ориентацией магнитных моментов. Измерения велись на частоте 30 Мгц. Амплитуда наблюдаемого сигнала (который поддерживался достаточно слабым, чтобы не вызывать заметного нарушения равновесия) была в этих условиях пропорциональна объёмной магнитной восприимчивости, связанной с ориентацией ядер. Для пересчёта на молярную восприимчивость

использовались приведённые выше данные о плотности жидкого He^3 . Точность измерений авторы оценивают в 10%. Результаты этих измерений (в произвольных единицах) приведены на рис. 7. Видно, что в исследованном интервале температур между 1,2 и 2,8° К He^3 обладает связанной с ядрами парамагнитной восприимчивостью, определённо следующей закону Кюри $\chi T = \text{const}$. Точка при 4,2° К была снята на газообразном гелии под давлением 900 мм рт. ст. Как видим, и эта точка достаточно хорошо ложится на прямую $\chi(1/T)$. Таким образом, в жидком He^3 выше 1,2° К не наблюдается никаких отступлений от закона Кюри, которые должны были бы сопутствовать корреляционным явлениям; пространственное распределение ориентаций магнитных моментов ядер He^3 в отсутствии поля является при этих температурах хаотическим*). В той же работе¹⁹ было определено время релаксации, характеризующее быстроту установления равновесия ядерных спинов с тепловым движением жидкого He^3 . Оно оказалось равным $\sim 2-3$ минутам.

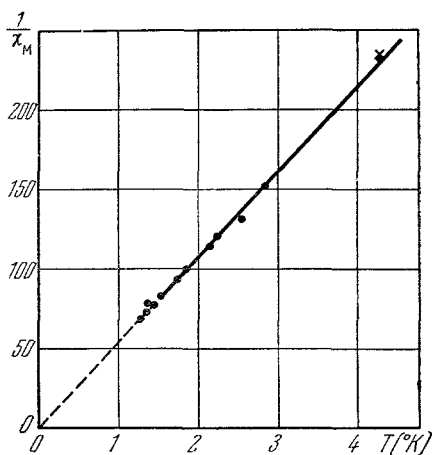


Рис. 7. Магнитная восприимчивость жидкого и газообразного He^3 .

При рассмотрении диаграммы состояния He^3 , очень напоминающей диаграмму состояния обычного He^4 , естественно возникает вопрос: нет ли у He^3 каких-либо фазовых превращений в жидком состоянии? Любопытно, что применение к тройным точкам ксенона, криптона, дейтерия, водорода и гелия процедуры, аналогичной описанной выше для критической точки, т. е. нанесение кривой $T_{\text{тр. т.}}^*(\lambda^*)$, приводит¹³ для He^4 прямо в λ -точку, а для He^3 предсказывает переход при $T \sim 1^\circ \text{К}$. Тем не менее, пока нет убедительных экспериментальных указаний на наличие подобного перехода. Попытка выявить наличие перехода при $T > 0,8^\circ \text{К}$ по наблюдению скорости нагрева резервуара с жидким He^4 при постоян-

*) В недавно опубликованной работе⁵⁷ Фэрбанк, Ард и Уолтерс установили, что при $T < 1^\circ \text{К}$ χT становится функцией температуры, стремясь к нулю при $T \rightarrow 0^\circ \text{К}$. Это говорит об установлении антипараллельной ориентации спинов ядер атомов в жидком He^3 при самых низких температурах.

ной подводимой мощности дала отрицательный результат: нагревание между $0,84$ и $3,21^\circ \text{K}$ происходило вполне монотонно, на кривой нагрева не наблюдалось никаких изломов и перегибов.

С другой стороны, имеются определённые теоретические указания на то, что жидкий He^3 при температурах ниже 1°K должен претерпевать какую-то существенную перестройку. Дело в том, что согласно третьему закону термодинамики энтропия жидкого He^3 должна обратиться в нуль при температуре абсолютного нуля. Предельное значение энтропии может быть оценено по значению химического потенциала He^3 , который в свою очередь может быть вычислен по значениям упругости пара. Если воспользоваться для такого вычисления данными об упругости пара, полученными в работе²¹, экстраполировав кривую авторов к 0°K , то окажется, что энтропия жидкого He^3 не обращается в нуль, а стремится к некоторому положительному значению порядка нескольких десятых *кал/град · моль*. Следовательно, указанная экстраполяция данных по упругости пара является незаконной, что говорит о вероятном возникновении в жидком He^3 при его дальнейшем охлаждении определённых процессов, которые приведут к падению энтропии до нулевого значения и одновременно как-то отразятся на фазовом равновесии жидкость — пар. Можно ли рассматривать упомянутые данные о падении энтропии, полученные на основании предварительных измерений теплоёмкости (см. выше), как первое экспериментальное подтверждение существования процессов перестройки в жидком He^3 при очень низких температурах, покажет, надо полагать, самое ближайшее будущее *).

Последними (по порядку нашего изложения, но отнюдь не по важности) являются гидродинамические свойства He^3 при низких температурах. Сначала рассмотрим вязкость газообразного He^3 , хотя она измерялась позднее³⁴, чем вязкие свойства жидкого He^3 . Вязкость измерялась по увеличению декремента затухания приведённого в колебание кварцевого стержня при помещении его в газ. Оказалось, что вязкость газообразного He^3 имеет тот же порядок величины ($\sim 10^{-5}$ пуаз), что и вязкость газообразного He^4 , однако превосходит последнюю в два-три раза. Кроме того, в отличие от вязкости He^4 вязкость газообразного He^3 слабо зависит от температуры. Согласно классической кинетической теории вязкость газа $\eta = \text{const} \cdot n m v l = \text{const} \cdot \frac{m v}{\sigma}$; здесь m — масса,

v — скорость молекулы, n — количество молекул в единице объёма, σ — эффективный поперечник молекулярных столкновений, $l = 1/n\sigma$ — средняя длина свободного пробега. Классические значения σ для случаев газообразных He^4 и He^3 совпадают, и по-

*) См. подстрочное примечание на стр. 63.

скольку $\nu = \text{const}/\sqrt{m}$, вязкости обоих газов должны были бы относиться, как $\sqrt{m_3/m_4} \approx 0,87$; таким образом, вязкость газообразного He^3 должна была бы быть несколько меньше. Наблюдаемое превышение вязкости He^3 над вязкостью газообразного He^4 является квантовым эффектом. Оно связано с тем, что обладающие ядерным спином, равным $1/2$, атомы He^3 подчиняются квантовой статистике Ферми-Дирака, тогда как атомы He^4 (спин ядер которых равен нулю) подчиняются статистике Бозе-Эйнштейна. Фундаментальная роль квантовой статистики в поведении изотопов гелия при низких температурах будет подробнее обсуждена позднее (п. 5).

Качественные определения вязкости жидкого He^3 были проведены Абрахамом, Осборном и Уэйнстоком³⁵. Ими было проведено сравнение скорости перетекания через тонкую щель («сверхтечь») жидкого He^4 и жидкого He^3 при различных температурах. «Сверхтечь» была образована зазором, возникающим при охлаждении между платиновой проволокой и посаженным на неё в горячем состоянии капилляром из пирексового стекла. Измерением скорости протекания через «сверхтечь» газообразного He^4 было установлено, что величина зазора меньше 1 μ . «Сверхтечь» была впаяна в нижний конец одного из колен U-образного капилляра. He^3 (или He^4) конденсировался в часть капилляра, расположенную над «сверхтечью», и начинал перетекать через последнюю под давлением собственных паров во второе колено U-образного капилляра, которое было соединено с большим объёмом, расположенным вне криостата и первоначально откачанным. Скорость возрастания давления в этом баллоне и служила мерой количества протекшей через «сверхтечь» жидкости — величины, связанной с вязкостью. Результаты подобных измерений при разных температурах приведены на рис. 8. При понижении температуры как в He^3 , так и в He^4 выше λ -точки скорость протекания монотонно падает с понижением температуры соответственно понижению перепада давления на «сверхтечи». Однако в случае He^4 характер кривой резко меняется в λ -точке: при дальнейшем понижении температуры начинается резкий рост скорости протекания. Это соответствует появлению сверхтекучести при переходе от He I к He II . В то же время в случае жидкого He^3 нет ни малейших признаков прекращения падения скорости перетекания с понижением температуры до 1,05° К. По проведённой авторами оценке (не очень надёжной) вязкость жидкого He^3 с понижением температуры даже возрастает от $2,2 \cdot 10^{-5}$ пуаз при 2,8° К до $3,0 \cdot 10^{-5}$ пуаз при 1,0° К.

Таким образом, непосредственные измерения показывают, что при температурах выше 1° К He^3 не является сверхтекучим. Опыты Доунта и Хира³⁶ с жидкими смесями He^3 — He^4 , подробно излагаемые в следующем разделе обзора, показывают, что сверхтекучесть не наступает в He^3 и при значительно более низких

температурах, по крайней мере до $0,3 - 0,25^\circ \text{K}$. Итак, лёгкий изотоп He^3 оказывается резко отличающимся по своим свойствам от обычного изотопа He^4 : он не обладает свойством сверх-

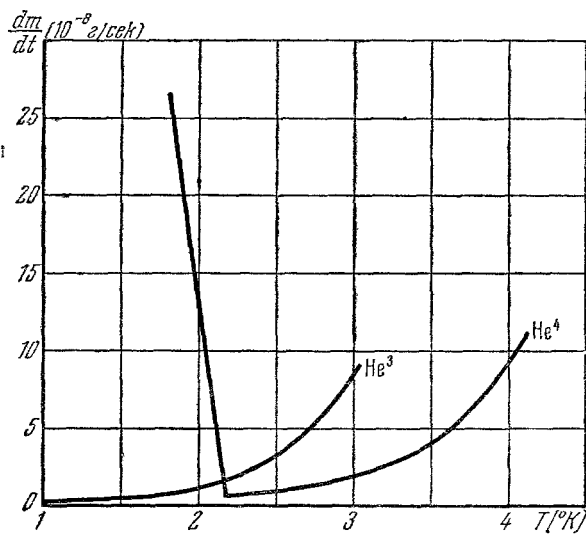


Рис. 8. Текучесть жидких He^3 и He^4 .

текучести. Огромное теоретическое значение этого факта для проблемы сверхтекучести совершенно очевидно. Подробнее этот вопрос будет рассмотрен в заключительной части обзора.

4. СВОЙСТВА ЖИДКИХ СМЕСЕЙ $\text{He}^3 - \text{He}^4$

Свойства слабых растворов He^3 в жидком He^4 стали исследоваться раньше, чем свойства чистого He^3 , так как достигнуть обогащения естественного гелия до относительного содержания лёгкого изотопа $\sim 10^{-4} - 10^{-2}$ не составляло особых трудностей. Многие исследования были посвящены изучению распределения He^3 в слабых растворах между жидкой фазой и паром. Известно, что для идеальных классических растворов должен выполняться закон Рауля: $c_n/c_{\text{ж}} = p_3/p_4 = \text{const}$ при постоянной температуре (c_n и $c_{\text{ж}}$ — концентрации He^3 в паре и жидкости, p_3 и p_4 — упругости пара чистых изотопов при данной температуре). Исследования с растворами концентрации $c_{\text{ж}} \sim 10^{-6} - 10^{-2}$ в области He I^{37} показали, что закон Рауля здесь в общем выполняется, хотя и очень приближённо. С переходом в область He II положение становилось значительно менее ясным. Данные различных авторов, особенно в ранних работах, отличаются друг от друга на несколько

порядков величины: $c_{\text{п}}/c_{\text{ж}}$ то много больше, чем по закону Рауля, то оказывается практически равным нулю. Было выяснено, что причиной такого большого разнobia являются эффекты, связанные с испарением и конденсацией пристенной плёнки He^3 .

Рассмотрим прибор, изображённый на рис. 9. Исследуемый раствор PHe^3 в He^4 находится в сосудике, соединённом с верхней частью прибора трубкой T , по которой производится отбор пробы газообразной фазы для определения концентрации в ней He^3 . Сосудик окружён ванной жидкого гелия и имеет температуру ванны. Пристенная плёнка, поднимаясь до уровня, превышающего уровень жидкого гелия в ванне (следовательно, до более нагретых областей трубки), испаряется. Под действием повысившегося давления, соответствующего более высокой температуре, испарившийся гелий устремляется вниз и конденсируется в сосудике. Как будет рассказано ниже, атомы He^3 не принимают участия в сверхтекучем движении He^4 . Поэтому возникающая конвекция сосудик — плёнка — пар — сосудик приводит к заполнению пространства над жидким раствором чистым He^4 . В результате в подобной установке пар оказывается сильно обеднённым в отношении He^3 . В других устройствах имеет место обратное искажение.

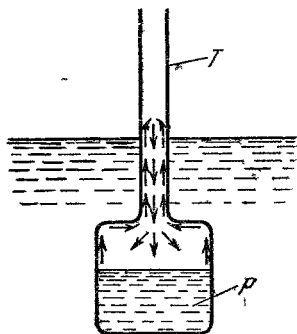


Рис. 9. Циркуляция He^4 , связанная с подвижностью пристенной плёнки.

Когда причины ошибочности ряда результатов были в конце концов выяснены, было установлено, что закон Рауля для растворов He^3 в области ниже температуры λ -перехода определённо не выполняется: с понижением температуры ниже λ -точки начинают наблюдаться отклонения от закона Рауля в сторону завышения, так что $c_{\text{п}}/c_{\text{ж}}$ при низких температурах становится примерно в два раза больше, чем для идеального раствора.

Изучению давления пара над жидкими растворами He^3 — He^4 в области ниже λ -точки была посвящена работа Соммерса³⁸, работавшего со смесями, содержащими до 13% He^3 . Одна из трудностей подобных опытов заключается в том, что даже при известной концентрации исходной смеси неизвестна точная концентрация He^3 в жидкости и паре, так как He^3 распределяется между обеими фазами в недостаточно хорошо известном отношении. В части опытов³⁸ измерения упругости пара над раствором производились в условиях, когда общая масса гелия в паре была весьма мала по сравнению с массой жидкости. При этом, очевидно, концентрация жидкости просто равняется концентрации исход-

ной смеси. Другая серия измерений состояла в определении точки росы: смесь подавалась небольшими одинаковыми порциями в сосуд, погружённый в ванну жидкого гелия, и измерялось соответствующее повышение давления. Появление первых капель жидкости замечалось по излому на кривой зависимости давления от

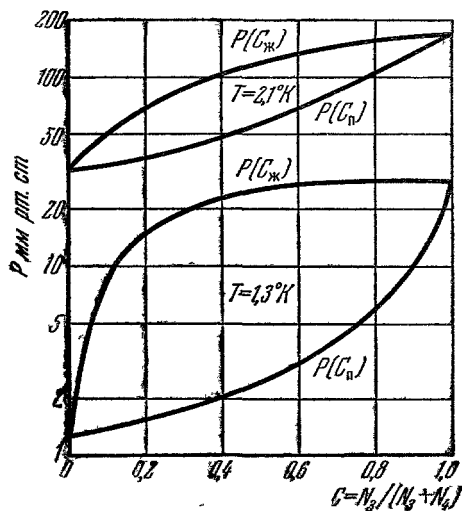


Рис. 10. Зависимость упругости пара над жидкой смесью $\text{He}^4 - \text{He}^3$ от концентрации в жидкости и в паре.

количества поданной в сосуд смеси. В этом опыте, очевидно, можно было считать, что концентрация исходной смеси равна концентрации пара над появившейся жидкостью. Измерения второго типа были удобны для изучения области малых, а измерения первого типа — области более высоких концентраций He^3 . Оба вида измерений дали согласующиеся друг с другом результаты. На рис. 10 представлены кривые зависимости давления пара от концентрации в жидкости $c_{\text{ж}}$ и в паре $c_{\text{п}}$ для двух температур по данным работы³⁸. Бросается в глаза значительное «расхождение» ветвей (особенно при более низкой температу-

ре) — обстоятельство, весьма выгодное для разделения компонент смеси методом ректификации. Результаты подобных измерений могут быть использованы для построения подробных диаграмм состояния смесей, необходимых для расчёта и контроля работы ректификационных колонок. Однако результаты Sommera, как указывалось, относятся лишь к температурам ниже λ -точки He^{II} .

Весьма тщательные измерения упругости пара смесей изотопов гелия были проведены недавно Б. Н. Есельсоном³⁹. Отмечая, что данные предшествующих измерений являются большей частью ошибочными из-за недостаточного учёта влияния плёнки при измерениях ниже λ -точки, автор сообщает о ряде мер предосторожности, принятых им с целью обеспечения достоверности результатов. Прибор Есельсона изображён на рис. 11. После тщательной откачки прибора все краны закрывались, дьюар заполнялся жидким гелием, и температура понижалась до $\sim 1,35^\circ \text{K}$. Затем в одном из шариков c, d производилась конденсация газообразной смеси.

Перед конденсацией газ проходил через систему змеевиков, охлаждаемых жидким водородом и жидким гелием; это приводило к удалению следов посторонних газов, которые в противном случае адсорбировались бы на стенках трубок a , b , вызывая усиленное ползание пристенной плёнки He^{II} . Во втором шарике конденсировался чистый He^4 . Важной мерой являлось также использование значительных количеств газа ($\sim 0,4$ л). Было показано, что конденсация недостаточного количества газа приводит к большим искажениям. Объём газовой фазы был весьма малым (не более 5 см^3). Наконец, при измерениях выше λ -точки применялось перемешивание с помощью магнитной мешалки N . Эта мера является

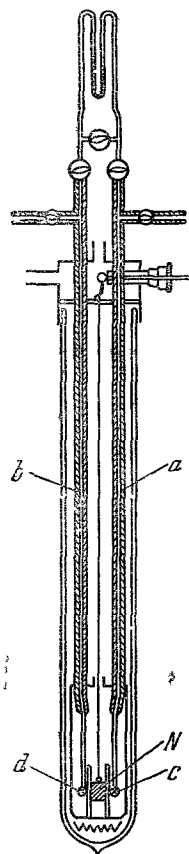


Рис. 11. Прибор для точного определения упругости пара над растворами He^3 в He^4 .

важной мерой являлось также использование значительных количеств газа ($\sim 0,4$ л). Было показано, что конденсация недостаточного количества газа приводит к большим искажениям. Объём газовой фазы был весьма малым (не более 5 см^3). Наконец, при измерениях выше λ -точки применялось перемешивание с помощью магнитной мешалки N . Эта мера является

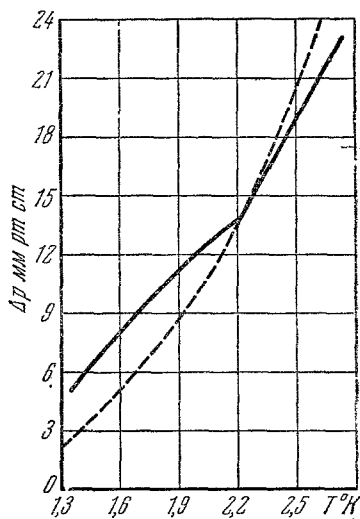


Рис. 12. Отклонения поведения раствора He^3 в He^4 от идеальности.

очень существенной, так как без применения мешалки для установления равновесия требуется время, измеряемое часами.

Измерения выполнялись в интервале температур $\sim 1,3\text{—}3,2^\circ \text{K}$ и концентраций $c \sim 0,5\div 8\%$ He^3 . Экспериментально определялись кривые $\Delta p(T)$ для образцов разных концентраций (Δp — разность упругостей паров смеси и чистого He^4); пример такой зависимости для $c = 8,08\%$ He^3 приведён на рис. 12. По этим данным построены

изотермы $p(c)$. Рассмотрение кривых обоих видов ясно показывает, что растворы $\text{He}^3\text{—He}^4$ не являются идеальными ни ниже, ни выше λ -точки: во всех областях T и c наблюдаются заметные отклонения от закона Рауля, причём эти отклонения при низких температурах и концентрациях происходят в одну сторону (упругость пара смеси выше, чем по закону Рауля), а при более высоких — в другую. Автор указывает, что эффект должен иметь квантовую природу.

Б. Н. Есельсон и Б. Г. Лазарев¹⁸ выполнили также важные исследования кривых затвердевания в смесях $\text{He}^3\text{—He}^4$. Измерения производились тем же методом блокированного капилляра, что и описанные выше измерения давления затвердевания чистого He^3 . Поскольку применялся очень тонкий капилляр (диаметром 0,1 мм), последний должен был забиваться практически при появлении первых кристалликов твёрдого гелия. Поэтому полученные кривые дают давления начала затвердевания. Измерения производились в интервале температур 1,5—4,2° К и концентрацией He^3 0—64%. Построенные на основании этих измерений кривые затвердевания $p(c)$ показывают, что диаграмма состояния для жидкой и твёрдой фаз системы $\text{He}^3\text{—He}^4$ представляет собой сигару с малой областью расслоения.

Одним из интересных эффектов, наблюдавшихся в растворах $\text{He}^2\text{—He}^4$, является эффект изотопического осмоса: примесь уже $\sim 10^{-5}$ атомов He^3 в He^4 , содержащаяся в одной части прибора, соединённой тонкой щелью с другой частью, в которой находится чистый He^4 , приводит к разности уровней жидкостей в обеих частях высотой ~ 1 см. Подробное исследование этого явления при концентрациях $c_{\text{ж}} \sim 10^{-3}$ показало⁴⁰, что известный классический

закон вант-Гоффа $p = n_3 kT = n_4 c_{\text{ж}} kT = \frac{pRT}{\mu_4} \cdot c_{\text{ж}}$ выполняется и в данном случае. Это показывает, что в некоторых отношениях поведение жидкой смеси изотопов гелия всё-таки подобно поведению идеальных растворов.

К аналогичному выводу приводит изучение явлений, происходящих при искусственном смешивании жидкого He^3 с жидким He^4 . Эти опыты опубликованы недавно Соммерсом, Келлером и Дашем⁴¹. Их прибор состоял из двух объёмов, одного (≈ 1 см³) для жидкого He^4 и второго ($\approx 0,1$ см³) для жидкого He^3 . Второй сосуд находился внутри первого и был сделан тонкостенным. Оба сосуда для теплоизоляции были окружены вакуумной рубашкой. Для конденсации жидкого гелия к обоим сосудам сверху вели тонкие капилляры. В прямом вертикальном капилляре, ведущем в больший сосуд, помещался заострённый снизу вольфрамовый стержёнок, имевший возможность перемещаться вдоль капилляра. Всё устройство было окружено ванной жидкого гелия. После заполнения сосудов температура ванны понижалась до 1,02° К, и после того

как температура сосудов принимала то же значение, производилось смешивание. Для этого вольфрамовый стержень быстро опускался и разбивал внутренний сосудик с жидким He^3 . Процесс смешивания, как показали опыты, завершался в течение двухминутного промежутка времени, после чего концентрация He^3 принимала одно и то же значение по всему объёму смеси (8,6%). Оказалось, что при таком смешивании температура от исходного значения $1,02^\circ \text{K}$ падает до значения $0,78^\circ \text{K}$. Таким образом, смешивание жидких He^3 и He^4 сопровождается эффектом значительного охлаждения.

В другом опыте авторы увеличили количество He^3 в газовой фазе. Так как при смешивании давление пара над получающейся смесью становится меньше, чем над чистым лёгким изотопом, газобразный He^3 начинает конденсироваться. Авторам удалось подобрать количество He^3 в газовой фазе так, чтобы теплота, выделяющаяся при конденсации, примерно компенсировала эффект охлаждения при смешивании и суммарное изменение температуры было невелико. Таким путём ими была определена теплота смешения. Для упомянутой конечной концентрации 8,6% He^3 она оказалась равной $0,17 \text{ кал/моль}$ образовавшегося раствора. Расчёт увеличения энтропии, происходящего при смешивании, показал, что изменение энтропии в пределах небольшого 10%-ного расхода совпадает с классической величиной изменения энтропии при смешивании для случая идеальных растворов.

Таким образом, сложилась своеобразная ситуация: некоторые свойства изотопических жидких смесей He^3 — He^4 оказываются довольно близкими к свойствам классических идеальных растворов, тогда как в других случаях весьма резко сказывается квантовая природа этих смесей и поведение их заметно отклоняется от «идеального» поведения. Количественное изучение этих отклонений представляет собой одно из перспективных направлений в изучении свойств He^3 и He^4 при низких температурах.

Переходим к рассмотрению сверхтекучести жидких смесей He^3 — He^4 .

Основной результат, полученный Доунтом и сотрудниками ещё в 1947 г.⁴², состоит в том, что находящийся в обычном He^4 (жидком He^4 ниже λ -точки) в виде небольшой примеси He^3 не принимает участия в сверхтекучем движении. Один из опытов (рис. 13) состоял в следующем. В ванну B жидкого гелия, поддерживавшуюся при температуре ниже λ -точки, был погружён приборчик, состоявший из внешнего объёма A и небольшого дьярчика D ,

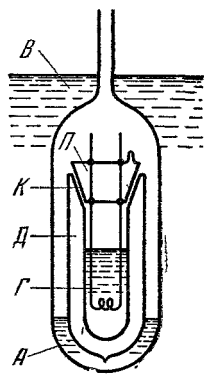


Рис. 13. Опыт, доказывающий неучастие He^3 в сверхтекучести He^4 .

закрытого полой откачанной пробкой Π , плотно пришлифованной к $\mathcal{D}$ (чтобы сделать невозможным перенос вещества через газовую фазу). Через пробку проходили выводы электрического нагревателя, помещавшегося в $\mathcal{D}$. Оказалось, что при натекании жидкого гелия из A в первоначально пустой объём $\mathcal{D}$ по щели K , которое осуществлялось сверхтекучим движением и вызывалось посредством выделения тепла в нагревателе (термомеханический эффект), жидкий гелий в A обогащался He^3 . Напротив, жидкий гелий Γ , собиравшийся в $\mathcal{D}$, в пределах точности масс-спектроскопического определения оказался чистым He^4 , не содержащим He^3 . Отсюда следовало, что перетекающая пристенная плёнка HeII не захватывает с собой атомов He^3 и переносит лишь He^4 . Аналогичный опыт показал, что и в условиях, когда щель полностью погружена в жидкий HeII , сверхтекучий перенос массы связан исключительно с переносом He^4 . Явление неучастия He^3 в сверхтекучем движении, как указывалось в п. 2, было широко использовано для разработки низкотемпературных методов обогащения гелия лёгким изотопом.

Здесь уместно рассказать о весьма интересном опыте, которым было установлено, что в сверхтекучем движении He^4 не принимает участия также и тяжёлый изотоп гелия — He^6 (He^3 и других изотопов гелия, кроме упомянутых He^4 , He^3 и He^6 , как известно, не существует). Этот опыт был осуществлён Гатманом и Арнолдом ⁴³.

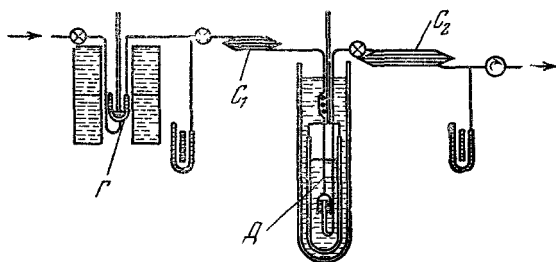


Рис. 14. Опыт, доказывающий неучастие He^6 в сверхтекучести.

Основная трудность состояла в том, что He^6 является короткоживущим β -активным изотопом с периодом полураспада всего $0,82 \text{ сек.}$ Эксперимент был поставлен следующим образом (рис. 14). Газообразный гелий естественного состава (т. е. практически чистый He^4) в непрерывном потоке проходил последовательно через «генератор He^6 » G и далее в виде смеси He^4 — He^6 поступал через кольцевой счётчик Гейгера-Мюллера G_1 в гелиевый дьюар $\mathcal{D}$. Здесь он ожижался и просачивался через узкие ($\sim 1 - 2 \mu$) щели между стопками притёртых друг к другу медных колец. Испарившийся гелий, прошедший через дьюар, поступал во второй счётчик G_2 большого объёма ($0,8 \text{ л}$) и далее в насос и в расходомер. Проходя опи-

санный путь, примешанный к He^4 тяжёлый изотоп постепенно распадался. Большая часть ядер He^6 , не успевших распасться, распалась в счётчике C_2 . Зная скорость потока и геометрию прибора, можно было рассчитать ожидаемую скорость счёта в C_2 , соответствующую первоначальной концентрации He^6 , регулируемой по показаниям счётчика C_1 .

Генератором He^6 служила установка, состоявшая из нейтронного источника (бериллиевая сфера, покрытая с внутренней стороны слоем полония), погружённого во взвесь порошкообразного бериллия в нелетучем масле, через которое пробуживался гелий. Преимуществом радиоактивного источника перед циклотроном является большая простота и стабильность. Прибор успешно работал при температурах ванны $\sim 1,9-2,0^\circ \text{K}$ (при более высоких температурах становилась слишком большой плотность газа, что вело к недопустимому возрастанию времени прохождения гелия через систему; при меньших температурах упругость пара становилась меньше давления, необходимого для достаточно быстрого проталкивания гелия через щели). Авторами был получен следующий результат: в четырёх опытах из пяти, длительностью от 20 до 100 минут каждый, в пределах измерительной точности эффект, который должен был бы дать в счётчике C_2 дошедший до него He^6 , полностью отсутствовал. Отношение наблюдаемой скорости счёта в C_2 к ожидаемой составило $4\% \pm 7\%$. Несмотря на значительные погрешности (связанные с большим фоном в C_2 , в 10—20 раз превышающим ожидавшийся эффект), описанный эксперимент, повидимому, убедительно доказывает, что и He^6 подобно He^3 не участвует в сверхтекучем движении He II в соответствии с предсказанием Л. Д. Ландау и И. Я. Померанчука⁴⁴.

Описанные и другие опыты показали, что хотя атомы примеси не принимают участия в сверхтекучести He^4 , само свойство сверхтекучести сохраняется и у растворов. Однако наличие примеси He^3 приводит к смещению λ -точки в сторону более низких температур. С теоретической точки зрения представляет большой интерес величина этого смещения dT_λ/dc в области малых концентраций c . Одно из определений этой величины принадлежит Б. Н. Есельсону, Б. Г. Лазареву и И. М. Лифшицу⁴⁵. Исследуемые смеси конденсировались в стеклянную перевёрнутую U-образную трубку с запаянными концами. Колена трубки были сделаны разной длины, поэтому уровни сконденсировавшейся смеси в обоих коленах оказывались различными. Если температура гелиевой ванны, в которую была погружена трубка, была ниже λ -точки раствора, немедленно начиналось выравнивание уровней за счёт сверхтекучего перетекания He^4 из одного колена в другое по пристенной плёнке. При температурах выше λ -точки перетекание не имело места. Температура перехода смеси, содержавшей $1,5 \cdot 10^{-2} \text{He}^3$, оказалась на $0,03^\circ$ ниже λ -точки обычного гелия; соответствующая величина

смещения dT_λ/dc составляет около $-2,0^\circ$. Эти же авторы, исследуя характер перетекания плёнки в указанных условиях, нашли и объяснили ряд любопытных особенностей. Смещение λ -точки при добавлении He^3 в области малых концентраций лёгкого изотопа недавно исследовалось также Кингом и Фэрбанком⁴⁶, изучавшими второй звук в растворах с концентрацией He^3 до $\sim 4\%$. Температура λ -перехода определялась экстраполяцией скорости второго звука к нулевому значению. Было найдено, что температура T_λ линейно зависит от концентрации (в указанной области концентраций), при этом $dT_\lambda/dc = -1,5^\circ$.

Зависимость температуры T_λ от концентрации He^3 в области больших концентраций исследовалась Абрахамом, Уэйнстоком и Осборном⁴⁷ и Доунтом и Хиром³⁶. Первые авторы пользовались той же методикой «сверхтечи», которая применялась в описанной выше работе³⁵ этих авторов по изучению вязких свойств чистого He^3 ; λ -точка соответствовала температуре, при охлаждении ниже которой начиналось резкое возрастание скорости протекания гелия через «сверхтечь». Был исследован интервал концентраций до 28% He^3 . Оказалось, что температура λ -перехода при концентрации 28,2% He^3 составляет уже $1,56^\circ\text{K}$. Доунт и Хир³⁶ исследовали λ -переход при концентрациях 42—89% He^3 . Оказалось, что этим концентрациям соответствуют температуры λ -переходов между $1,15$ и $0,38^\circ\text{K}$. Исследуемые смеси конденсировались в небольшом вакуумированном объёме, теплоизолированном от гелиевой ванны, за исключением теплоподвода по капиллярной наполнительной трубке. Последний с понижением температуры ниже λ -точки начинал резко возрастать в связи с возникновением циркуляции гелия через пристенную плёнку и газовую фазу с соответствующим выделением значительной теплоты конденсации на поверхности жидкой смеси. Результаты различных авторов, занимавшихся определением вида кривой $T_\lambda(c)$, приведены на рис. 15. Из рассмотрения графика видно, что даже наиболее «неблагоприятная» экстраполяция к $c = 1$ приводит к значению $T_\lambda = 0,25^\circ\text{K}$, так что чистый He^3 во всяком случае оказывается не сверхтекучим при охлаждении до этой температуры. Более чем вероятно, что He^3 не обладает сверхтекучестью и при абсолютном нуле, так что кривая должна попасть в точку $T_\lambda(1) = 0$.

При рассмотрении явления λ -перехода в смесях $\text{He}^3 - \text{He}^4$ возникает естественный вопрос, является ли это превращение фазовым переходом первого (как полагали, например, де-Бур и Гортер⁴⁸) или же переходом второго рода. Этот вопрос был решён опытом Уэйнстока, Абрахама и Осборна⁴⁹, которые нашли, что при всех температурах ниже λ -точки давление пара над раствором с концентрацией He^3 около 25% больше, чем над раствором с концентрацией около 20% He^3 . В случае, если бы переход являлся переходом первого рода, ниже λ -точки должно было бы

иметь место разделение фаз. Применение правила фаз Гиббса (выводимого, как известно, из самых общих соображений) в этом случае, когда в двухкомпонентной системе присутствовали бы одновременно три фазы (две жидкие и одна газообразная), непосредственно приводило бы к существованию только одной степени свободы, т. е. к одинаковым давлениям при одинаковых температурах. Теоретически вопрос о характере λ -переходов в растворах He^3 — He^4 рассматривался в ряде работ. В частности,

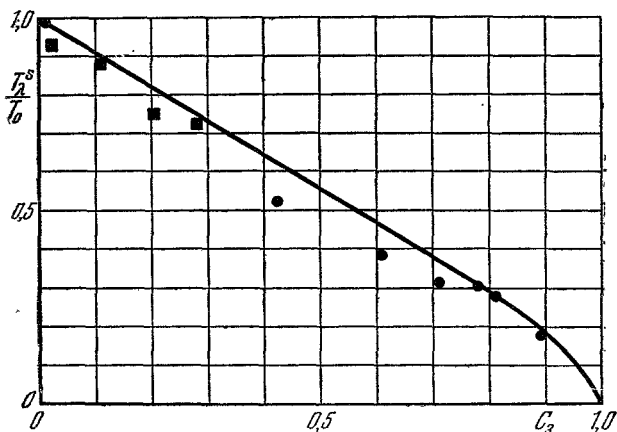


Рис. 15. Кривая λ -переходов в жидких смесях He^4 — He^3 .

в цитированной работе Б. Н. Есельсона, Б. Г. Лазарева и И. М. Лифшица⁴⁵ было показано, что при малых концентрациях He^3 этот переход во всяком случае остаётся переходом второго рода. В этой же работе был сделан ряд предсказаний, касающихся изменения свойств растворов при переходе через λ -точку, и, в частности, предсказано явление скачка в величине теплоты растворения ($\Delta Q_{\text{теор}} = 40 \text{ кал/моль}$). Экспериментально это явление пока не наблюдалось.

Исследованию диффузии атомов He^3 в He^4 была посвящена работа Беенакера, Такониса, Линтона, Докоупила и ван-Суста⁵⁰. Авторами было обнаружено и изучено явление кажущегося уменьшения теплопроводности He^4 при добавлении в него примеси He^3 . Прибор состоял из цилиндрического объёма диаметром 8 мм и высотой 1 мм, который был помещён в вакуум и через верхнее дно находился в тепловом контакте с гелиевой ванной. На нижнем дне был расположен электрический нагреватель, и сюда же подходил капилляр, через который производилось заполнение объёма исследуемой смесью. При включении нагревателя между капилляром и ванной возникала добавочная разность давлений, которая могла быть пересчитана на изменение темпе-

ратуры. Оказалось, что «тепловое сопротивление» слоя раствора, расположенного в сосуде, при всех температурах строго пропорционально концентрации He^3 в исходной смеси. Результаты опытов применены авторами для определения коэффициента диффузии He^3 в He^4 , который оказался $\sim 10^{-4}$ при $T \approx 1,9^\circ \text{K}$, $\sim 10^{-3}$ при $T \approx 1,5^\circ \text{K}$ и $\sim 10^{-2}$ при $T \approx 1,3^\circ \text{K}$. Экспериментальные данные этой работы подробно обсуждены в работе ¹⁵ В. Н. Жарковым и И. М. Халатниковым, указавшими на неправильную обработку результатов авторами работы ⁵⁰.

Предметом ряда исследований являлось распространение тепловых волн (второго звука) в слабых растворах He^3 — He^4 ниже λ -точки. Линтон и Фэрбанк ⁵² измеряли скорость второго звука при концентрациях He^3 до 0,8%. Маленький цилиндрический резервуар был погружён в гелиевую ванну и заполнен смесью. На обоих доньях находились угольные сопротивления, служившие одно как излучатель, другое — как приёмник тепловых волн. Эксперименты велись по импульсной методике: излучатель испускал короткий тепловой импульс, приёмник его воспринимал, и скорость второго звука определялась по времени прохождения импульса от нагревателя до приёмника. Оказалось, что присутствие даже таких сравнительно небольших количеств He^3 в He^4 заметно меняет скорость второго звука: например, при $1,26^\circ \text{K}$ скорость второго звука в растворе, содержавшем 0,8% He^3 , составляла 26,5 м/сек, тогда как для чистого He^4 при этой температуре она равна 19,4 м/сек. Авторы отмечают, что их результаты являются подтверждением теоретических предсказаний И. Я. Померанчука ⁵³. Основываясь на данных Линтона и Фэрбанка ⁵², И. М. Халатников ⁵⁴ нашёл, что эффективная масса атома He^3 , находящегося в виде примеси в He^4 , примерно в три раза больше его действительной массы, а также сделал определённые выводы о характере энергетического спектра растворённых атомов He^3 . Позднее Кинг и Фэрбанк ⁵⁶, пользуясь той же импульсной методикой, измерили скорость второго звука в смесях, содержавших 0,017—4,3% He^3 при температурах от λ -точки до температуры $\sim 0,25^\circ \text{K}$. Ниже 1°K смесь охлаждалась размагничиванием парамагнитной соли (хромокалиевый сульфат). Интересно отметить, что замена чистого He^4 смесью вызывала заметное (в два с лишним раза) увеличение периода отогрева от сверхнизких до обычных гелиевых температур. Результаты для двух концентраций приведены на рис. 16. По оси ординат отложена скорость второго звука, по оси абсцисс — абсолютная температура. Для сравнения на том же рисунке приведена часть кривой для чистого He^4 ; в этом случае, как известно, скорость второго звука при $T \rightarrow 0$ стремится к постоянному значению ~ 150 м/сек. Характерной особенностью кривых для смесей является то, что область второго (низкотемпературного) подъёма

скорости второго звука заканчивается максимумом, и при более низких температурах скорость, повидимому, стремится к постоянному, сравнительно небольшому значению. Такое поведение растворов He^3 в He^4 было предсказано И. Я. Померанчуком⁵³ и находится в противоречии с предсказаниями Динглия⁵⁵. Характерной особенностью измерений скорости второго звука при сверхнизких температурах в растворах He^3 — He^4 , как отмечают авторы работы⁴⁶, является полное отсутствие дисперсии и вызываемых ею

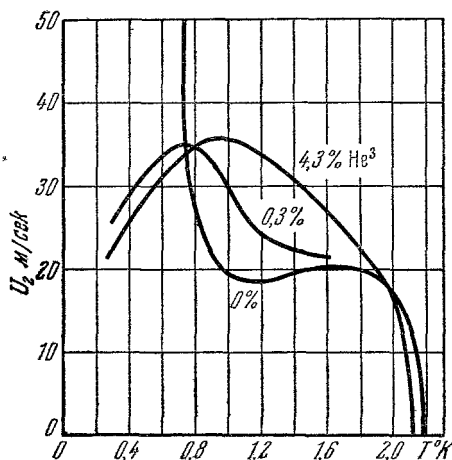


Рис. 16. Скорость второго звука в растворах He^3 в He^4 .

искажений формы теплового импульса, сильно затрудняющих определение скорости второго звука при очень низких температурах в обычном He^4 .

В заключение упомянем об интересных опытах с «тепловым диском Рэлея» в растворе He^3 — He^4 , выполненных Уэйнстоном и Пелламом⁵⁶. Метод аналогичен известному абсолютному методу измерения интенсивности звука, предложенному Рэлеем. В данном случае в небольшой цилиндрической полости объемом $\frac{3}{4}$ см³, заполненной исследуемой жидкой смесью (либо чистым He^4), на лёгкой упругой нити подвешивался зеркальный диск диаметром 2,8 мм. Пропусканием переменного тока через угольное сопротивление в полости возбуждались стоячие волны второго звука. При некоторых частотах наблюдался резонанс, который обнаруживался по значительному отклонению диска от положения равновесия. Причиной отклонения являлась сила, действующая на диск при его обтекании компонентами He^4 , обладающими в тепловой волне при резонансе значительными скоростями. Для увеличения чувствительности установки применялось модулирование мощ-

ности переменного тока с частотой, равной частоте собственных крутильных колебаний диска. Таким путём авторы достигли чувствительности в 10^{-8} *дин·см*; максимальный закручивающий момент, действовавший на диск со стороны жидкого гелия, имел порядок 10^{-6} *дин·см*. Скорость второго звука легко определялась из произведения длины полости и резонансной частоты, соответствующей возникновению стоячих тепловых волн. Полученные данные находятся в согласии с изложенными выше более точными определениями скорости второго звука Кинга и Фэрбанка⁴⁶.

(Окончание в следующем выпуске.)

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Э. Л. Андроникашвили, К. А. Туманов, УФН **33**, 468 (1947).
2. П. Л. Капица, ДАН **18**, 21 (1948).
3. П. Л. Капица, ЖЭТФ **11**, 1 (1941).
4. Л. Д. Ландау, ЖЭТФ **11**, 592 (1941); **14**, 112 (1944); J. of Physics USSR **11**, 91 (1947).
5. Э. Л. Андроникашвили, ЖЭТФ **16**, 780 (1946); **18**, 424 (1948).
6. Э. Л. Андроникашвили, ЖЭТФ **18**, 429 (1948).
7. A. C. Hollis-Hallet, Proc. Cambr. Phil. Soc. **49**, 717 (1953).
8. Л. Д. Ландау, И. М. Халатников, Изв. АН СССР, сер. физ. **12**, 216 (1948); ЖЭТФ **19**, 637, 709 (1949).
9. В. П. Пешков, ЖЭТФ **16**, 1000 (1946).
10. В. П. Пешков, ЖЭТФ **18**, 867 (1948); K. R. Atkins, D. V. Osborne, Phil. Mag. **41**, 1078 (1950).
11. M. L. Oliphant, B. V. Kinsey, E. Rutherford, Proc. Roy. Soc. A **141**, 722 (1933); M. L. Oliphant, E. Rutherford, Harteck, Proc. Roy. Soc. A **144**, 692 (1934).
12. L. W. Alvarez, R. Gornog, Phys. Rev. **56**, 613 (1939).
13. J. G. Daunt, Adv. in Physics **1**, 209 (1952).
14. F. A. Paneth, P. Reasbeck, K. I. Mayne, Geochim. et cosmochim. acta **2**, 300 (1952).
15. B. B. McInteer, L. T. Aldrich, A. C. Nier, Phys. Rev. **74**, 946 (1948).
16. Б. Н. Есельсон, Б. Г. Лазарев, ЖЭТФ **20**, 742 (1950).
17. K. R. Atkins, J. C. Findlay, D. R. Lovejoy, W. H. Watson, Canad. J. Phys. **31**, 679 (1953).
18. Б. Н. Есельсон, Б. Г. Лазарев, ДАН **97**, 61 (1954).
19. W. M. Fairbank, W. B. Ard, H. G. Dehmelt, W. Gordy, S. R. Williams, Phys. Rev. **92**, 208 (1953).
20. A. Novick, Phys. Rev. **72**, 972 (1947).
21. B. M. Abraham, D. W. Osborne, B. Weinstock, Phys. Rev. **80**, 366 (1950).
22. F. London, O. K. Rice, Phys. Rev. **73**, 1188 (1948); L. Ticzá, Physics Today **1**, 26 (1948).

23. J. de Boer, *Physica* **14**, 139 (1948); J. de Boer, R. J. Lunbeck, *Physica* **14**, 510 (1948).
24. S. G. Sydorak, E. R. Grilly, E. F. Hammel, *Phys. Rev.* **75**, 303 (1949).
25. H. van Dijk, D. Shoenberg, *Nature* **164**, 151 (1939).
26. J. Kistemaker, *Physica* **12**, 272, 281 (1946).
27. Е. М. Лифшиц, *ЖЭТФ* **21**, 659 (1951).
28. D. W. Osborne, B. M. Abraham, B. Weinstock, *Phys. Rev.* **82**, 263 (1951); B. Weinstock, D. W. Osborne, B. M. Abraham, *Phys. Rev.* **85**, 158 (1952).
29. И. Я. Померанчук, *ЖЭТФ* **20**, 919 (1950).
30. G. de Vries, J. G. Daunt, *Phys. Rev.* **92**, 1572 (1953); **93**, 631 (1954).
31. D. W. Osborne, B. M. Abraham, B. Weinstock, *Phys. Rev.* **94**, 202 (1954).
32. T. R. Roberts, S. G. Sydorak, *Phys. Rev.* **93**, 1418 (1954).
33. S. G. Sydorak, E. F. Hammel, *Proc. Internat. Conf. on Phys. of very low temps*, M. I. T., 1949, стр. 42; E. F. Hammel, H. L. Laquer, S. G. Sydorak, W. E. McGee, *Phys. Rev.* **86**, 432 (1952).
34. E. W. Becker, R. Misenta, F. Schmeissner, *Phys. Rev.* **93**, 244 (1954); *Z. Phys.* **137**, 126 (1954).
35. B. M. Abraham, D. W. Osborne, B. Weinstock, *Phys. Rev.* **75**, 988 (1949).
36. J. G. Daunt, C. V. Heer, *Phys. Rev.* **79**, 46 (1950).
37. H. A. Fairbank, C. T. Lane, L. T. Aldrich, A. C. Nier, *Phys. Rev.* **71**, 911 (1947); J. G. Daunt, R. E. Probst, S. R. Smith, *Phys. Rev.* **74**, 495 (1948).
38. H. S. Sommers, *Phys. Rev.* **88**, 113 (1952).
39. Б. Н. Есельсон, *ЖЭТФ* **26**, 744 (1954).
40. K. W. Taconis, J. J. M. Beenakker, Z. Dokoupil, *Phys. Rev.* **78**, 171 (1950).
41. H. S. Sommers, W. E. Keller, J. G. Dash, *Phys. Rev.* **92**, 1345 (1953).
42. J. G. Daunt, R. E. Probst, H. L. Johnston, L. T. Aldrich, A. O. Nier, *Phys. Rev.* **75**, 502 (1947); J. G. Daunt, R. E. Probst, H. L. Johnston, *J. Chem. Phys.* **15**, 759 (1947).
43. L. Guttmann, J. R. Arnold, *Phys. Rev.* **92**, 547 (1953).
44. Л. Д. Ландау, И. Я. Померанчук, *ДАН* **59**, 669 (1948).
45. Б. Н. Есельсон, Б. Г. Лазарев, И. М. Лифшиц, *ЖЭТФ* **20**, 748 (1950).
46. J. C. King, H. A. Fairbank, *Phys. Rev.* **90**, 347 (1953); **91**, 489 (1953); **93**, 21 (1954).
47. B. M. Abraham, B. Weinstock, D. W. Osborne, *Phys. Rev.* **76**, 864 (1949).
48. J. de Boer, C. J. Gorter, *Phys. Rev.* **77**, 569 (1950); *Physica* **225**, 667 (1950).

49. B. Weinstock, B. M. Abraham, D. W. Osborne, Phys. Rev. **77**, 400 (1950).
 50. J. J. M. Beenakker, K. W. Taconis, E. A. Lynton, Z. Dokoupil, G. van Soest, Physica **18**, 433 (1952).
 51. В. Н. Жарков, И. М. Халатников, ДАН **93**, 1007 (1953).
 52. E. A. Lynton, H. A. Fairbank, Phys. Rev. **79**, 735; **80**, 1043 (1950); **81**, 295 (1951).
 53. И. Я. Померанчук, ЖЭТФ **19**, 42 (1949).
 54. И. М. Халатников, ЖЭТФ **23**, 265 (1952).
 55. R. Dingle, Phil. Mag. **42**, 1080 (1951).
 56. B. Weinstock, J. R. Pellam, Phys. Rev. **89**, 521 (1953).
 57. W. M. Fairbank, W. B. Ard, G. K. Walters, Phys. Rev. **95**, 566 (1954).
-