

Производилось измерение отношений R_1 и R_2 тройных совпадений в телескопе *I* к тройным совпадениям в телескопе *II* (см. рис. 3) при рассеянии нейтронов на полиэтиленовой (1) и графитовой (2) мишени. Аналогично измерялся фон R_3 и вычислялось $H = (R_1 - R_3) / (R_2 - R_3)$, где 0,713 — отношение числа атомов углерода на 1 см² полиэтиленовой и графитовой мишени.

Величина $\frac{H}{t}$, где t — эффективная толщина мишени, пропорциональна поперечному сечению рассеяния (n - p) $\sigma(\Phi) \Delta\Omega$, где $\Delta\Omega$ — телесный угол установки. Чтобы найти коэффициент пропорциональности, измерялось полное поперечное сечение рассеяния:

$$\sigma_t = \int \sigma(\theta) d\omega = \int \sigma(\Phi) d\Omega = k \int \frac{H}{t} \frac{d\Omega}{\Delta\Omega},$$

где θ — угол рассеяния нейтронов в системе центра инерции, Φ — угол рассеяния протонов в лабораторной системе (см. рис. 3),

$$\sigma(\theta) = \sigma(\Phi) \frac{d \cos \Phi}{d \cos \theta}; \quad \theta = \pi - 2\Phi,$$

а k — искомый коэффициент пропорциональности. Правда, поперечное сечение $\sigma(\Phi)$ при углах от 71,6° до 90° неизвестно. Эта часть кривой $\sigma(\Phi)$ ответственна за 15% полного значения σ_t . При конкретных вычислениях предполагалось, что истинная кривая в неизвестной области углов совпадает с кривой *I* на рис. 2, что согласуется с данными, полученными в камере Вильсона. Результат эксперимента и вычислений изображён на рис. 2.

Аналогичные эксперименты были проделаны с нейтронами, имеющими среднюю энергию 40 MeV. Нейтроны такой энергии получались при бомбардировке бериллиевой мишени, помещённой на меньший радиус в фазотроне, дейтеронами с энергией 98 MeV. Точность результата в этом случае получилась значительно ниже. Вид кривой $\sigma(\theta)$ при 40 MeV качественно тот же, что и при 90 MeV. Однако, $\frac{\sigma(180^\circ)}{\sigma(90^\circ)} \approx 1,5$, вместо 3,3 при 90 MeV.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. J. Hadley и др., Phys. Rev. **75**, 351 (1949).
2. K. Brueckner и др., Phys. Rev. **75**, 555 (1949).
3. УФН **32**, 396 (1947).
4. Л. Ландау и Я. Смородинский, ЖЭТФ **14**, 269 (1944).
5. M. Samas and H. Bethe, Phys. Rev. **73**, 191 (1948).
6. Y. Ashkin and T. Wu, Phys. Rev. **73**, 972 (1948).
7. H. Massey и др. **73**, 1403 (1948).
8. F. Rohrlich and J. Eisenstein, Phys. Rev. **75**, 705 (1949).
9. Barker, Nature **161**, 726 (1948).
10. K. Hsu and T. Wu, Phys. Rev. **75**, 987 (1949).

М. Рабинович.

НОВЫЕ ДАННЫЕ О He³

Настоящая заметка является дополнением к обзору¹, напечатанному в апрельском номере этого журнала.

В¹ были рассмотрены работы ряда исследователей, посвящённые вопросу о распределении изотопа He³ между жидким гелием и парами при температурах ниже λ -точки. Согласно этим работам, отношение концен-

трации He^3 в парах к концентрации в жидком гелии $\frac{C_V}{C_L}$ зависит от общей концентрации $\frac{\text{He}^3}{\text{He}^4}$ при $\frac{\text{He}^3}{\text{He}^4} \sim 10^{-5} - 10^{-6}$, т. е. закон распределения Генри нарушается уже для весьма разбавленных растворов He^3 в He^4 . Там же указывалось, что подобное нарушение закона Генри является весьма маловероятным, обнаруженную же зависимость $\frac{C_V}{C_L}$ от $\frac{\text{He}^3}{\text{He}^4}$ можно объяснить тем, что в этих экспериментах распределение He^3 было неравновесным благодаря влиянию подвижной поверхности плёнки и наличию потоков тепла в жидком гелии.

Недавно появилась новая работа Лейна, Фэрбенка, Олдрича и Ниира². Авторы признали свои предыдущие результаты неверными, вследствие

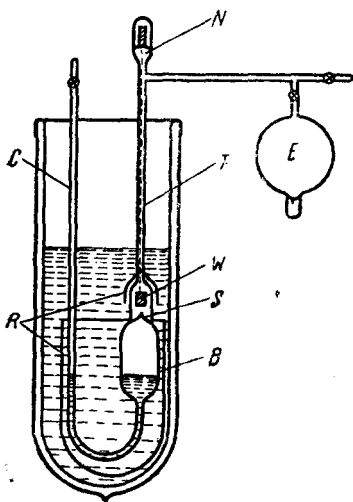


Рис. 1. Прибор для определения $\frac{C_V}{C_L}$.

действия указанных двух маскирующих эффектов и произвели измерения с новым прибором, в значительной мере свободном от недостатков предыдущего. Новый прибор (рис. 1) представляет собой U-образную трубку, с расширением B в одном колене. В верхней части расширения сделана глухая стеклянная перегородка с тонким стеклянным отростком S, отделяющая расширение B от трубки T, уходящей навёрх. Прибор погружён в ванну с жидким гелием и защищён экранами R. Трубка T тщательно откачивается, в узкое колено C напускается гелий, который, конденсируясь, заполняет нижнюю часть расширения. В расширении над уровнем гелия образуется атмосфера насыщенных паров гелия, вся внутренняя поверхность сосуда, покрытая гелиевой плёнкой, находится при одной и той же температуре, поэтому плёнка покоится. Потоки тепла в жидком гелии в объёме B значительно уменьшены тем, что тепло, притекающее к жидкому гелию, в основном благодаря эффекту плёнки в узком колене C, уходит через стенки в гелиевую ванну. Для взятия пробы паров гелия отросток S разбивается грузиком W и пары гелия устремляются по трубке T в предварительно откачанную ампулу E.

Авторами получены следующие результаты: при $1,8^\circ \text{K}$ в случае общей концентрации $\frac{\text{He}^3}{\text{He}^4} = 36,5 \cdot 10^{-6}$ $\frac{C_V}{C_L}$ оказалось равным 97, а в случае $\frac{\text{He}^3}{\text{He}^4} = 1,2 \cdot 10^{-6}$ $\frac{C_V}{C_L} = 58$, а в другом опыте 44 (в предыдущей работе при $\frac{\text{He}^3}{\text{He}^4} = 1,2 \cdot 10^{-6}$ $\frac{C_V}{C_L}$ было меньше 0,04, а по данным Доунта и др. при $\frac{\text{He}^3}{\text{He}^4} = (30 - 40) \cdot 10^{-6}$ $\frac{C_V}{C_L} \approx 3$). Эти результаты свидетельствуют об отсутствии ниже λ -точки резкого падения $\frac{C_V}{C_L}$, а также об ослаблении «зависимости» $\frac{C_V}{C_L}$ от общей концентрации He^3 . Авторы работы указывают

на неустранённые ими источники экспериментальных ошибок, которые несомненно отражаются на результатах, а именно: потоки тепла в объёме B благодаря теплоподводу через трубку C и действие обоих маскирующих эффектов в течение времени взятия пробы. Именно этими ошибками объясняется то, что в двух опытах при одной и той же общей концентрации получились различные значения $\frac{C_V}{C_L}$ (44 и 58). Поэтому к значениям $\frac{C_V}{C_L}$ следует относиться с осторожностью, и не вкладывать какой-либо особый смысл в различие значений $\frac{C_V}{C_L}$ (58 или 44 и 97) для разных общих концентраций. Тем более странным является заявление авторов о том, что, по их мнению, должна существовать зависимость $\frac{C_V}{C_L}$ от $\frac{\text{He}^3}{\text{He}^4}$ и что результаты их последней работы подтверждают наличие такой зависимости.

* *

По поводу свойств чистого He^3 физиками были высказаны различные предположения, особый интерес был проявлен к свойствам жидкого He^3 . Ф. Лондон и Райс, а также Тисса, основываясь на своих теоретических воззрениях, выражали сомнение в том, что He^3 вообще удастся ожить.

По данным об изменении упругости паров над гелием, обогащённым He^3 , Фэрбенк, Рейнольдс и Лэйн экстраполяцией определяли температуру кипения He^3 равной $2,9^\circ \text{K}$. Де Бур и Люнбек³ произвели оценку критических давлений и температуры He^3 сравнением критических параметров ряда инертных газов, водорода и азота. Согласно их оценкам, $T_k = 3,1 - 3,5^\circ \text{K}$, $p_k = 0,93 - 1,35 \text{ атм}$. Аналогичным образом эти авторы получили примерную температурную зависимость упругости паров He^3 . Справедливость тех или иных предположений могла быть доказана лишь экспериментами с чистым He^3 .

Робинсон и Поттер (см.⁴) получили чистый He^3 в количестве 20 см^3 при нормальных условиях. He^3 был получен в результате β -распада трития H^3 (период полураспада⁵ порядка 10 лет). Тритий отделялся от He^4 посредством палладиевого поглотителя; образовавшийся He^3 очищали от изотопов водорода с помощью химических поглотителей водорода. Сидориак, Грилли и Хэммел⁴ сконденсировали этот He^3 и измерили упругость его паров в интервале температур $1,2 - 3,3^\circ \text{K}$. He^3 находился в стальном капилляре, погружённом в гелиевую ванну на фиксированную глубину. Верхний конец капилляра соединялся с манометром и с аспиратором. При некотором значении температуры ванны газообразный He^3 начинали сжимать, поднимая уровень ртути в аспираторе. С момента начала конденсации He^3 в капилляре

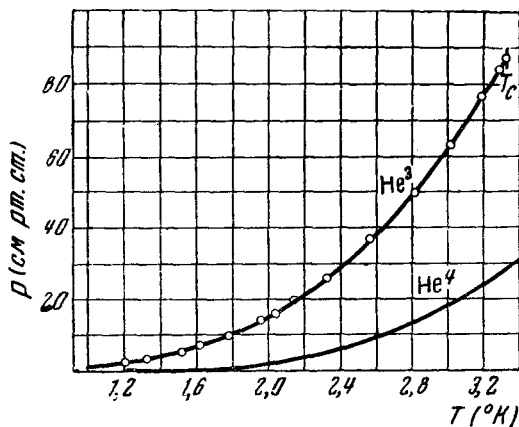


Рис. 2. Зависимость упругости паров He^3 и He^4 от температуры.

давление переставало расти и становилось не зависящим от объема и равным давлению насыщенных паров He^3 при данной температуре. Критическая температура He^3 оказалась равной $3,3^\circ \text{K}$, температура кипения при атмосферном давлении $3,2^\circ \text{K}$. На рис. 2 приведена зависимость упругости паров He^3 и He^4 от температуры.

В своей следующей работе⁶ Грилли, Хэммел и Сидориак вместо металлического капилляра взяли стеклянный. Это позволило им воочию убедиться в том, что конденсированная фаза He^3 является жидкостью. Кроме того, авторы определили температурную зависимость плотностей жидкого и парообразного He^3 в интервале температур $1,27—2,79^\circ \text{K}$. Методика их измерений заключалась в следующем: при понижении уровня ртути в аспираторе некоторый объем жидкости в капилляре, измеряемый с помощью катетометра, испаряется. Масса испарившейся жидкости равна сумме массы насыщенного пара в том же объеме и массы газа при комнатной температуре в объеме, который освободила ртуть в аспираторе. Эти измерения дают значения лишь разности плотностей жидкости и пара. Для получения самих плотностей авторы воспользовались законом «прямолинейности диаметра» (законом Матигаса), заключающимся в том, что вблизи критической точки среднее арифметическое плотностей жидкости и пара, взятых при одной и той же температуре, является линейной функцией температуры и на графике зависимости плотности от температуры изображается прямой линией. Для проведения такого «диаметра» нужно иметь два значения средней плотности. Одно значение авторы получили, предположив, что при самых низких температурах плотность паров He^3 совпадает с плотностью идеального газа. Затем авторы определили критическую плотность, усреднив значения, полученные из уравнений состояния Ван-дер-Ваальса и Дитеричи по известным значениям критического давления и критической температуры. Авторы убедились, что все сделанные ими предположения оправдываются в случае He^4 . На рис. 3 приведена зависимость плотностей жидких и парообразных He^3 и He^4 от температуры. «Диаметры» изображены пунктирными прямыми. Пользуясь данными о плотностях жидкости и пара, а также зависимостью упругости паров от температуры, авторы находят температурную зависимость теплоты испарения; теплота испарения изображается гладкой кривой и имеет максимум при температуре между $1,7—2,2^\circ \text{K}$, равный $4,5 \text{ кал/г}$.

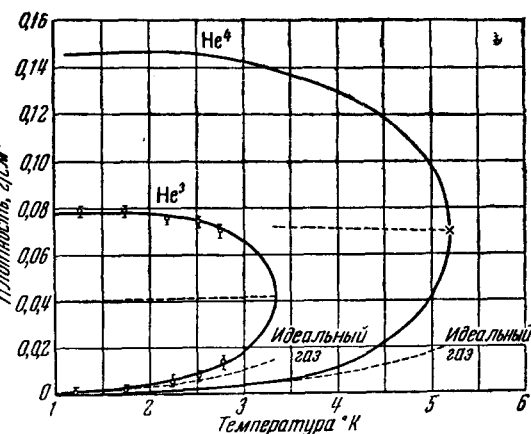


Рис. 3. Зависимость плотности жидкого и парообразного He^3 и He^4 от температуры.

После того как удалось оживить He^3 , надлежало выяснить, переходит ли жидкий He^3 в сверхтекучее состояние. Вопрос о существовании λ -перехода у He^3 обсуждался Миллером⁶. Упругость насыщенных паров, обладающих свойствами идеального газа, с большой точностью определяется формулой $\log p = \frac{C_p}{R} \log T + \frac{a}{T} - i$ (для паров гелия

$\frac{C_p}{R} = \frac{5}{2}$, a_i, b_i — постоянные). Функциональная зависимость $\log p -$

$-\frac{5}{2} \log T$ от $\frac{1}{T}$ для

таких паров изображается прямой линией. Миллер, воспользовавшись данными⁶, построил зависимость

$\log p - \frac{5}{2} \log T$ от $\frac{1}{T}$ для

He³ (рис. 4). Оказалось, что она изображается ломаной из двух отрезков прямых, встречающихся при $T=1,9^\circ\text{K}$. Это позволило Миллеру высказать предположение о том, что при температуре $1,9^\circ\text{K}$ He³ претерпевает фазовый переход.

Трудно сказать, чем обусловлен излом, обнаруженный Миллером, — то ли неидеальностью паров, то ли неточностью измерений Сидориака и др. Несомненным является одно: в точке фазового перехода второго рода никакого излома у кривой зависимости упругости пара от температуры быть не может. В этой точке

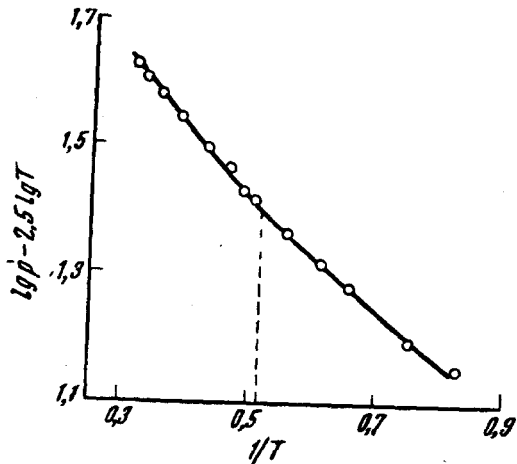


Рис. 4. Зависимость $\log p - \frac{5}{2} \log T$ от $\frac{1}{T}$.

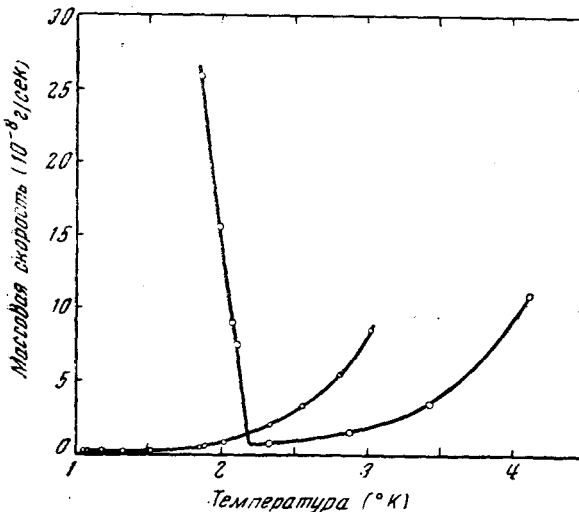


Рис. 5. Зависимость скорости протекания He³ и He⁴ от температуры.

у кривой скачком изменяется радиус кривизны. В приближении же, в котором написана приведённая выше формула, λ -точка вообще не может

быть обнаружена, и формула по обе стороны от λ -точки должна быть одинакова.

Экспериментальное решение вопроса о том, становится ли He^3 сверхтекучим, было осуществлено Осборном, Вейнштоком и Абрагамом⁸. Эти авторы поставили эксперимент, в котором наблюдалось течение жидкого He^3 через щель шириной $7 \cdot 10^{-5}$ см. Такая щель образовывалась при охлаждении влая платиновой проволоки в пирекс между платиной и пирексом благодаря различным коэффициентам этих материалов. Жидкий гелий, просочившийся сквозь щель, попадал в трубку, соединённую с большим объёмом; давление в этом объёме было весьма низким, поэтому протекший гелий полностью испарялся. О скорости протекания жидкого гелия можно было судить по изменению давления паров в этом объёме, измерявшегося манометром Пирани. На рис. 5 приведены результаты эксперимента. Из рисунка видно, что ниже $2,19^\circ \text{K}$ скорость протекания He^4 резко возрастает, что соответствует переходу He^4 в сверхтекучее состояние. Для He^3 такого изменения скорости в интервале температур от $3,02$ до $1,05^\circ \text{K}$ не наблюдается, иначе говоря, вплоть до $1,05^\circ \text{K}$ He^3 не переходит в сверхтекучее состояние.

Следует отметить, что чистый He^3 был получен авторами тем же способом, что и в⁴.

К. Туманов.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. К. А. Туманов, УФН **37**, 405 (1949).
2. C. T. Lane, H. A. Fairbank, L. T. Aldrich a. A. O. Nier, Phys. Rev. **75**, 46 (1949).
3. J. De Boer a. R. J. Lunbeck, Physica **14**, 510 (1948).
4. S. G. Sydorjak, E. R. Grilly a. E. F. Hammel, Phys. Rev. **75**, 303 (1949).
5. Б. В. Айвазов и М. Б. Нейман, УФН **36**, 145 (1948).
6. E. R. Grilly, E. F. Hammel a. S. G. Sydorjak, Phys. Rev. **75**, 1103 (1949).
7. A. R. Miller, Nature **163**, 283 (1949).
8. D. W. Osborne, B. Weinstock a. B. M. Abraham, Phys. Rev. **75**, 988 (1949).

К-СПЕКТР ЭЛЕМЕНТА № 61

С момента открытия закона Мозли спектры рентгеновских лучей сыграли большую роль в установлении правильного расположения элементов в периодической системе Менделеева. Известно, например, что благодаря им удалось в свое время установить порядок расположения редкоземельных элементов, химические свойства которых чрезвычайно мало отличаются друг от друга, а атомные веса, в силу нераспространённости, долгое время оставались недостоверными. Основные свойства большинства редкоземельных элементов были установлены сравнительно давно, однако среди них оставался один элемент (№ 61), о котором по существу ничего не знали. Многочисленные исследователи в области химии редких земель сделали много безуспешных попыток изолировать этот элемент, но все работы, выполненные на материале, встречающемся в природе, в лучшем случае указывали лишь на следы его присутствия. Был момент, когда казалось, что элемент 61 наконец-то открыт: указывались его свойства и его даже называли «иллинием», но вскоре выяснилось, что приведённые факты недостоверны.