

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.128.53

**ТЕПЛОВЫЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ЖИДКОГО He^3
ПРИ НИЗКОМ ДАВЛЕНИИ И ОЧЕНЬ НИЗКИХ
ТЕМПЕРАТУРАХ *)***В. Р. Абель, А. К. Андерсон, В. К. Блэк, Дж. К. Уитли*

АННОТАЦИЯ

В настоящей работе содержится краткое изложение ряда обнаруженных в последнее время экспериментально и теоретически свойств жидкого He^3 при низком давлении (в той степени, в какой они связаны с рассматриваемыми ниже вопросами). При этом обсуждаются методы магнитного охлаждения с использованием как ядерных, так и электронных парамагнетиков, которые применяются для охлаждения He^3 . Для ядерного охлаждения можно использовать многие металлы, в то время как для преследуемых целей лучшим из известных электронных парамагнетиков является церий-магний-нитрат (CMN). Обсуждается теплосопrotивление между спинами и ванной He^3 для обоих вариантов. Как показали последние работы по изучению этого сопротивления, при использовании CMN оно чрезвычайно мало благодаря так называемому «фононному узкому горлу». Это подтверждается нашими экспериментами. Мы считаем, что CMN является лучшим охладителем при работе в области тысячных долей градуса по абсолютной шкале температур.

В статье подробно обсуждается техника, которая применялась для получения и поддержания в течение многих часов температуры ниже 10^{-2} °К с помощью аппаратуры средних размеров и использования сверхпроводящих магнитов. Детально излагается метод использования эпоксидной смолы при конструировании соответствующей аппаратуры для измерения теплоемкости и магнитных свойств. Обсуждается метод проведения экспериментов и термодинамический анализ эффективности заключительной стадии процесса охлаждения.

Приводятся результаты новых измерений теплоемкости смеси He^3 при низком давлении и CMN вплоть до магнитной температуры порядка $4 \cdot 10^{-3}$ °К. При этих измерениях не было обнаружено никаких аномалий. Проанализированы достоинства и недостатки экспериментальной техники. Полученные результаты сравниваются с прежними данными. Пока еще не удалось получить предельное значение величины C/nRT , но, по-видимому, оно лежит в интервале от 3 до $3,2$ °К⁻¹. Нами проведено детальное сравнение нашей работы с аналогичной работой Пешкова. При этом показано, что полученные им результаты можно интерпретировать как следствие неудачной постановки эксперимента. Теплосопrotив-

*) W. R. Abel, A. C. Anderson, W. C. Black, J. C. Wheatley, Thermal and Magnetic Properties of Liquid He^3 at Low Pressure and at Very Low Temperatures, Physics 1, 337 (1965). Перевод В. А. Миляева и И. И. Ройзена.

ление на границе между стенками из эпоксидной смолы и He^3 хорошо согласуется с результатами предыдущих работ.

Обсуждаются выполненные нами с помощью метода спинового эха эксперименты по определению коэффициентов самодиффузии D и восприимчивости χ He^3 вплоть до температуры $3,5 \cdot 10^{-3}$ °К. При этом также не обнаружено аномального поведения. Величина D подчиняется закону $D = 1,36 \cdot 10^{-6} (T^*)^{-2} \text{ см}^2 \text{ } ^\circ\text{K}^2 \text{ сек}^{-1}$ вплоть до температур ниже $5 \cdot 10^{-3}$ °К. Если ввести поправку на величину ошибки, которая обусловлена постановкой эксперимента, то величина χ оказывается не зависящей от температуры. Предполагая, что величина D определяет абсолютную температуру согласно закону $T \sim D^{-1/2}$, мы в настоящей работе измерили температурную зависимость величины χ без привлечения вспомогательного термометра. Это предположение приводит к заключению, что абсолютная и магнитная температуры могут отличаться при $T = 3,5 \cdot 10^{-3}$ °К только на величину 10^{-4} °К. Время спин-решеточной релаксации He^3 , измеренное вплоть до $4 \cdot 10^{-3}$ °К, оказалось для нашей камеры порядка 2 сек. Оно уменьшается с уменьшением температуры, но без достаточно ярко выраженной температурной зависимости.

1. ВВЕДЕНИЕ

Несколько лет назад Л. Д. Ландау¹ была развита феноменологическая теория ферми-жидкости и высказано предположение, что эта теория могла бы быть применима для описания свойств жидкого гелия при достаточно низких температурах. Ядра атомов He^3 имеют спин, равный $1/2$, и атомы He^3 не объединяются в молекулы. В соответствии с этим было предположено, что, несмотря на очень сильное взаимодействие в жидкости, при достаточно низких температурах основная часть возбуждения может быть описана посредством квазичастиц, которые подчиняются статистике Ферми. Время жизни этих квазичастиц должно было бы в этом случае ограничиваться только столкновениями друг с другом, так как нет другого механизма рассеяния. Число квазичастиц, на которых может произойти рассеяние данной квазичастицы, пропорционально температуре T , и число разрешенных конечных состояний тоже пропорционально T . Поэтому частота соударений должна быть пропорциональна T^2 . Чтобы теория в ее простейшей форме была справедлива, квазичастицу нужно рассматривать как носителя энергии kT и, так как неопределенность энергии квазичастиц, обусловленная столкновениями, пропорциональна T^2 , должна существовать некоторая температура, ниже которой простое рассмотрение в рамках такой теории законно. Основопологающая теория Ландау получила свое дальнейшее развитие и была детализирована для случая He^3 в работах многих авторов^{2, 3}. Было показано, что теплопроводность должна быть пропорциональна T^{-1} , вязкость пропорциональна T^{-2} , коэффициент самодиффузии для немагнитичности пропорционален также T^{-2} , теплоемкость пропорциональна T , и что ядерная магнитная восприимчивость и скорость обыкновенного гидродинамического звука не должны зависеть от T . Ландау предсказал⁴ также особый вид коллективного движения квазичастиц, которое аналогично звуковой волне, но которое может полностью развиваться только в случае, когда нет столкновений между квазичастицами. Это движение соответствует осцилляциям поверхности Ферми и было названо им «нулевым звуком». Волны нулевого звука очень трудно обнаружить, используя обычную технику, что обусловлено очень малой длиной, на которой они затухают. Абрикосов и Халатников показали², что волны нулевого звука затухают в e раз по сравнению с первоначальной амплитудой на

расстоянии, равном величине скорости нулевого звука, умноженной на время между соударениями. Следовательно, волны нулевого звука затухают на расстоянии того же порядка, что средняя длина пробега квази-частиц. Так как средняя длина свободного пробега квазичастиц достаточно велика только при очень низких температурах, нужно ожидать, что только при очень низких температурах будут возможны измерения характеристик нулевого звука с помощью экспериментов, связанных с биениями или резонансами. Для наблюдения нулевого звука необходимо также, чтобы выполнялось условие $\omega\tau \gg 1$, где ω — угловая частота звука, а τ — среднее время между соударениями.

Другим важным свойством He^3 является очень высокое теплосопро-тивление на границе между жидкостью и смежным твердым телом^{5,6}. Это сопротивление существенно для всех экспериментов с жидким He^3 при низких температурах, так как для того, чтобы охладить He^3 , нужно передать тепло через стенки контейнера либо частицам размельченного охладителя. Так как удельная теплоемкость жидкости пропорциональна T , а теплопроводность пропорциональна $1/T$, то нужно ожидать, что характерное для охлаждения время будет пропорционально T^2 . Следовательно, при низких температурах можно считать, что температура жидкости одинакова во всем объеме. Действительно, при достаточно низких температурах характерное время нагревания при разумной геометрической форме контейнера становится очень малым. С другой стороны, тепло передается в жидкий He^3 от окружающих стенок посредством механической вибрации стенок, которая возбуждает колебания в жидкости. При очень низких температурах амплитуда колебаний стенок мала и, следовательно, скорость перекачки в жидкость энергии тоже мала. Процесс теплопередачи может рассматриваться как испускание звуковых волн; поэтому неудивительно, что поток тепла сквозь стенки оказывается пропорциональным четвертой степени разности абсолютных температур стенок и жидкого гелия. Считая, что температура стенок одинакова, видим, что на внутренней поверхности стенок существует скачок температуры между контейнером и He^3 . Этот скачок температуры, деленный на поток тепла, называется граничным теплосопроотивлением. В случае малой разности температур он пропорционален T^{-3} . Таким образом, благодаря граничному теплосопроотивлению характерное время нагревания для жидкого He^3 (теплоемкость — линейная функция T), который находится в контакте с окружающими стенками, будет пропорционально $1/T^2$.

При очень низких температурах можно ожидать, что механическое движение стенок будет трансформироваться непосредственно в волны нулевого звука в жидкости. Это предположение нашло свое подтверждение в ряде экспериментов⁷, в которых стенки совершали не температурные колебания, а приводились в колебательное движение с помощью пьезоэлектрического воздействия. В этих экспериментах было обнаружено, что акустический импеданс He^3 в низкотемпературной области отличается от импеданса в области высоких температур. Спустя несколько лет после работы Ландау во многих работах⁸⁻¹⁰ было высказано предположение, что при достаточно низкой температуре в жидком He^3 происходит фазовый переход. Считалось, что в низкотемпературной фазе существует сильно коррелированное движение квазичастиц, аналогичное тому, которое было предложено Бардином, Купером и Шриффером¹¹ для объяснения явления сверхпроводимости. В случае He^3 квазичастицы в состояниях с достаточно большим прицельным параметром притягиваются друг к другу благодаря силам Ван-дер-Ваальса. Считалось, что возникающая в результате этого фаза, в которой имеет место сильная

корреляция, обусловлена образованием пар квазичастиц в этих состояниях. Были детально предсказаны многие свойства этой фазы и показано, что фазовый переход очень сильно влияет на свойства жидкости¹²⁻¹⁵. Обнаружено, например, что при температуре перехода должен иметь место скачок удельной теплоемкости He^3 , что ядерная восприимчивость при этой температуре должна уменьшиться, и что в области перехода должны резко уменьшиться коэффициенты переноса. Одно время считалось^{12, 13}, что уменьшение восприимчивости имеет место только для пар в состояниях с четными угловыми моментами, однако в последней работе¹⁶ показано, что и в p -состоянии восприимчивость тоже уменьшается. Возможно, что этот вывод справедлив и в общем случае.

Несколько лет назад были частично преодолены технические трудности, которые возникали в экспериментах с жидким He^3 при очень низких температурах. В результате появилась возможность поставить ряд различных экспериментов. Была измерена теплоемкость вплоть до температуры $0,8 \cdot 10^{-2}$ °К и обнаружено, что при температуре ниже примерно $3 \cdot 10^{-2}$ °К она является линейной функцией температуры. Теплопроводность была измерена вплоть до температуры $3 \cdot 10^{-2}$ °К¹⁸. Оказалось, что при температурах в интервале от $3 \cdot 10^{-2}$ °К до $4 \cdot 10^{-2}$ °К ее поведение согласуется с законом T^{-2} , но не определяет его однозначно. Вязкость была определена посредством измерения затухания ультразвука вплоть до температуры $6 \cdot 10^{-2}$ °К¹⁹. И снова получились результаты, которые в пределах экспериментальной ошибки согласуются с законом $1/T^2$, но не доказывают его однозначно. Было обнаружено, что скорость звука не зависит от температуры¹⁹. Магнитные измерения^{20, 21}, которые были выполнены вплоть до температуры $2,2 \cdot 10^{-2}$ °К, показали, что поведение He^3 очень хорошо описывается с помощью теории ферми-жидкости. Ядерная магнитная восприимчивость He^3 ниже 10^{-1} °К оказалась постоянной. Было найдено, что коэффициент самодиффузии намагниченности ведет себя как T^{-2} (степень два была определена с точностью в 1%) при температурах ниже примерно $(4 \div 5) \cdot 10^{-2}$ °К. Последующие эксперименты показали, что граничное теплосоппротивление между стенками контейнера и жидким He^3 ведет себя как T^{-3} для температур, меньших, чем 10^{-1} °К⁶. Более того, измерение затухания продольных колебаний кварцевого стержня, который находился в соприкосновении с жидким He^3 , проведенное в работе⁷, определенно указало на то, что в жидкости при достаточно низких температурах возбуждаются колебания, соответствующие нулевому звуку^{22, 23}. Таким образом, можно полагать, что эти эксперименты показали, что при температурах ниже $(3 \div 5) \cdot 10^{-2}$ °К и низких давлениях He^3 представляет собой ферми-жидкость в том самом смысле, как это было первоначально предложено Ландау. Ясно, однако, что необходимы еще измерения при значительно более низких температурах, чтобы достаточно точно определить свойства этой ферми-жидкости, а также, чтобы найти непосредственное подтверждение существования нулевого звука и ту область температур, где можно было бы наблюдать фазу, в которой имеет место сильная корреляция между частицами.

Цель настоящей статьи заключается в том, чтобы изложить результаты недавних попыток произвести измерения при этих более низких температурах. Принципиальная трудность на пути достижения прогресса в этой области непосредственно связана с техникой получения и поддержания достаточно низкой температуры. По этой причине значительная часть настоящей статьи будет посвящена проблемам охлаждения и изоляции, которые должны быть решены для получения достаточно низких температур.

К числу экспериментов, которые были предприняты в указанном направлении, относится работа В. П. Пешкова²⁴. Он опубликовал результаты исследования сверхтекучести посредством наблюдения пика в теплоемкости смеси He^3 с церий-магниевым нитратом при температурах порядка $(5 \div 6) \cdot 10^{-3}$ °К. Ряд экспериментов, которые будут описаны ниже, очень похожи на эксперименты Пешкова. Аналогичные эксперименты были выполнены в нашей лаборатории в 1961 г.¹⁷. Мы полагаем в настоящее время, что пик в теплоемкости, обнаруженный Пешковым, представляет собой ложный экспериментальный эффект. Результаты, которые будут изложены ниже, показывают, что вплоть до температуры порядка $3,5 \cdot 10^{-3}$ °К сверхтекучести в жидком He^3 нет.

II. ПРИНЦИПЫ И МЕТОДЫ ОХЛАЖДЕНИЯ

В этой главе мы рассмотрим только охлаждение посредством адиабатического размагничивания, так как, по всей вероятности, не существует другого метода, равного ему ни по эффективности, ни по простоте осуществления. Можно считать, что до температуры порядка $(15 \div 20) \times 10^{-3}$ °К соответствующая экспериментальная техника уже полностью разработана. Обсуждение использованного метода и характера ожидаемых результатов содержится в статье Андерсона и др.²⁵. Эта работа в другой связи недавно была повторена снова, и было получено хорошее совпадение новых результатов с результатами первой работы. Было предложено и выполнено много экспериментов, которые основаны на описанной там технике, которая всегда работала удовлетворительно. Поэтому в настоящей статье мы будем обсуждать только технику и методы, которые могут быть использованы для получения температур ниже $2 \cdot 10^{-2}$ °К.

К сожалению, по-видимому, нельзя добиться большого изменения температуры жидкого He^3 посредством изменения каких-либо внешних параметров, которые оказывают влияние на состояние He^3 . Следовательно, He^3 должен быть охлажден с помощью какого-либо охладителя, который находится в контакте с ним. По этой причине граничное теплосоппротивление, обнаруженное впервые Капицей, всегда играет важную роль. На практике нужно принимать во внимание два таких теплосоппротивления. Первое — это граничное теплосоппротивление между стенками контейнера, в котором содержится He^3 и который мы будем называть камерой, и собственно He^3 . Это теплосоппротивление, которое должен преодолеть поток тепла, чтобы осуществилась начальная стадия охлаждения He^3 до температуры порядка $(15 \div 20) \cdot 10^{-3}$ °К. Второе граничное теплосоппротивление — это сопротивление между He^3 и мелко раздробленным охладителем, с которым смешивается He^3 для осуществления конечной стадии охлаждения. Желательно, чтобы теплосоппротивление между стенками камеры и He^3 было таким большим, какое только допустимо, в связи с паразитным теплопритоком. Если паразитный теплоприток достаточно мал и если выждать достаточно долгое время, то содержимое камеры при известных условиях, по-видимому, приобретет температуру, близкую к температуре стенок камеры. После охлаждения содержимого камеры оно начинает нагреваться, но нагреву препятствует граничное теплосоппротивление. Если это сопротивление достаточно велико, что и предполагается, то скорость нагревания будет соответственно мала. В этом смысле само время используется в качестве теплового выключателя. В этой связи имеет смысл отметить, что граничное теплосоппротивление между He^3 и стенками камеры, которые сделаны из медной проволоки и эпоксидной смолы, практически такое же, как граничное теплосоппротивление, измеренное в контакте между coil-foil⁴³ и

хромокалиевыми квасцами (хромовыми квасцами)²⁵. Конечно, в последнем случае площадь контактной поверхности гораздо больше. Нужно подчеркнуть, что граничное теплосопrotивление между стенками камеры и He³, так же как между хромовыми квасцами и coil-foil, было измерено неоднократно, и оказалось, что экспериментальные условия, которые приводят к этим сопротивлениям, действительно хорошо воспроизводятся.

Второе граничное теплосопrotивление возникает между He³ и охладителем, с которым он смешан для осуществления конечной стадии охлаждения. Оно должно быть, по возможности, малым. По этой причине охладитель должен быть мелко раздроблен и должен находиться в тесном контакте с He³. Это сопротивление должно быть мало для того, чтобы характерное время охлаждения системы, состоящей из He³ и охладителя, было как можно меньше. Чем меньше это сопротивление, тем меньше время требуется, чтобы процесс адиабатического размагничивания был более близок к изоэнтропическому.

В той области температур, которая для нас представляет интерес, можно выбрать один из двух имеющихся типов охладителей. Первый — это электронный парамагнетик, второй — ядерный парамагнетик. В обоих случаях оказывается, что спин-решеточное сопротивление того же порядка, что и калицевское сопротивление, и что общее характерное время является, по существу, временем релаксации между спинами и гелиевым термостатом. В случае ядерного парамагнетика для осуществления экспериментов необходимо, чтобы это время релаксации в металлах было при низких температурах достаточно мало.

Основное термодинамическое уравнение, которое описывает процесс охлаждения, имеет вид

$$S_R(H_i, T_i) + S_3(T_i) = S_R(H_f, T_f) + S_3(T_f), \quad (1)$$

где S — энтропия, R — охладитель, 3 обозначает He³, H и T — соответственно магнитное поле и температура, а индексами i и f обозначены соответственно начальное и конечное состояния. Это уравнение выполняется в случае изоэнтропического охлаждения. Используя последние данные о величине энтропии He³, это уравнение можно переписать в виде

$$7 \cdot 10^6 (T_i - T_f) V_3 \frac{\partial p_3}{\partial \ln T} = V_R [s_R(H_f, T_f) - s_R(H_i, T_i)], \quad (2)$$

где V — объем, а s_k — энтропия охладителя на единицу объема. В силу необратимости процесса это уравнение дает только верхний предел разности $(T_i - T_f)$, которую можно получить при адиабатическом охлаждении. Выбор между электронным и ядерным методом охлаждения зависит, конечно, от того, велико или нет изменение энтропии охладителя в магнитном поле. Однако этот выбор также зависит и от того, может ли быть процесс адиабатического охлаждения осуществлен обратимо за достаточно короткое время, и, кроме того, от технических трудностей, которые возникают при проведении эксперимента. Ниже мы подробно обсудим возможности того и другого метода.

Для адиабатического ядерного размагничивания могут быть использованы многие металлы. Считая, что ядро взаимодействует только с внешним полем, можно выразить энтропию спин-системы с помощью формулы

$$S/nR = \ln(2I + 1) - \frac{2}{3} x^2 I (I + 1), \quad (3)$$

где $x = g\beta H/2kT \ll 1$, I — спин ядра, g — ядерный g -фактор, β — ядерный магнетон и k — константа Больцмана. Отсюда следует, что

наиболее подходящими для метода ядерного адиабатического размагничивания являются те ядра, которые обладают большим магнитным моментом и большим спином. Как показывают оценки, приведенные ниже, важно также, чтобы тепловое сопротивление между спинами и решеткой было малым. Квадрупольное электрическое расщепление, в принципе, вредно, однако в данном случае это не очень существенно, так как внешнее магнитное поле, по-видимому, полностью выключается не будет. Во всяком случае, желательно использовать металлы с кубической решеткой, чтобы уменьшить это квадрупольное расщепление.

В металлах существует возможность нагревания за счет вихревых токов. Если считать, что поле полностью проникает в металл, то тепло, которое выделяется этими токами в единице объема медной проволоки диаметром d при наложении аксиального магнитного поля B , определяется формулой

$$\frac{\dot{Q}}{V} = \frac{1}{32} \sigma \dot{B}^2 d^2 \cdot 10^9 \frac{\text{эрг} \cdot \text{сек} \cdot \text{ом}}{\text{гс}^2 \text{см}^4}, \quad (4)$$

где σ — проводимость. Полезно вычислить скорость нагревания единичного объема для меди, когда используется медная проволока диаметром $1,3 \cdot 10^{-3}$ см (№ 56 A.W.G.). Можно полагать, что ее проводимость при низких температурах порядка $4 \cdot 10^7$ ом⁻¹ см⁻¹. Это соответствует увеличению эффективного сопротивления в 70 раз, что, по-видимому, типично для сравнительно чистой магнитной проволоки. В результате получим, что тепло, выделяемое за единицу времени в единице объема за счет вихревых токов, равно $2 \cdot 10^{-9} \dot{B}^2$ эрг·сек/гс² см³. Следовательно, в случае сравнительно медленно меняющегося внешнего магнитного поля это нагревание не представляет серьезной проблемы.

Свойства ряда металлов, которые могут быть использованы для охлаждения при низкой температуре, приведены в табл. I. Хотя платина не является каким-то исключительным охладителем, короткое время спин-решеточной релаксации делает возможным использование ее в качестве термометра. Все металлы, за исключением меди и платины, являются сверхпроводящими, но здесь предполагается, что внешнее поле никогда не становится меньше критического. С помощью уравнения (3) для спиновой энтропии было вычислено изменение энтропии, которое может иметь место при наложении поля $3 \cdot 10^4$ гс при температуре $15 \cdot 10^{-3}$ °К. Результаты, приведенные в табл. II, показывают, что во всех случаях, за исключением платины, изменение энтропии в единице объема существенно. Вспоминая, что энтропия единицы объема He³ при низком давлении равна $1,05 \cdot 10^5$ эрг/см³·град при температуре $15 \cdot 10^{-3}$ °К, видим, что при использовании всех металлов, кроме платины, можно ожидать разумной величины охлаждения ниже этой температуры при адиабатическом ядерном размагничивании, если использовать смесь, состоящую из примерно равных объемов металла и He³. В действительности же, когда металл имеет форму тонкой проволоки, можно использовать объем металла, значительно больший, чем объем He³. Таким образом, ядерное охлаждение должно быть достаточно мощным средством, если использовать поля, которые в действительности уже получены с помощью сверхпроводящих магнитов.

Как уже отмечалось выше, помимо чисто термодинамического рассмотрения, нужно принимать во внимание теплосоппротивление между спинами и гелиевым термостатом. Рассмотрим простую систему тепловых резервуаров и тепловых сопротивлений, показанную на рис. 1. На этом рисунке S соответствует системе спинов, L — решетке, которая в случае, когда металлы находятся в несверхпроводящем состоянии, является

Таблица I

Свойства металлов, которые можно использовать для охлаждения посредством адиабатического ядерного размагничивания. Естественное содержание изотопа в природе, частота ларморовской прецессии в поле напряженностью в 1 гс, ядерный спин I и квадрупольный момент Q взяты из таблиц, опубликованных Вариановским обществом, Palo Alto, Калифорния (№ INS 1522, четвертое издание, 1964 г.). Pt^{195} и твердый He^3 выписаны только для сравнения.

Элементы	Содержание в природе (%)	Ларморовская частота (кГц) в поле 1 гс	$g\beta$ (10^{-24} эрг/гс)	I	Q , 10^{-24} см ²	Тип кристаллической структуры	Молярный объем (см ³ /моль)	T_1T (сек·°К)
Al ²⁷	100	1,1094	7,35	5/2	0,149	f.c.c.	9,97	1,80±0,05 *)
Cu ⁶³	69,1	1,1285	7,48	3/2	-0,16	f.c.c.	7,1	1,27±0,07 *)
Cu ⁶⁵	30,9	1,2090	8,01	3/2	-0,15	f.c.c.	7,1	1,1 *)
In ¹¹³	4,16	0,9310	6,17	9/2	0,750	tet.f.c.	15,71	
In ¹¹⁵	95,84	0,9329	6,18	9/2	0,761	tet.f.c.	15,71	~0,1 **)
Nb ⁹³	100	1,0407	6,90	9/2	-0,16	b.c.c.	10,9	0,190 ***)
Tl ²⁰³	29,52	2,433	16,12	1/2		h.c.p.	17,24	
Tl ²⁰⁵	70,48	2,457	16,28	1/2		h.c.p.	17,24	~0,006 **)
V ⁵¹	~100	1,1193	7,42	7/2	0,2	b.c.c.	8,52	0,788±0,008 ****)
Pt ¹⁹⁵	33,7	0,9153	6,06	1/2		f.c.c.	9,10	0,030 *****)
He ³ твердый		3,243	21,5	1/2		b.c.c.	24	

*) A. G. Anderson and A. G. Redfield, Phys. Rev. **116**, 583 (1959).

***) Величина T_1T для In и Tl оценена из отношения Корринды для найтовских сдвигов, найденного для In в работе D. R. Torgeson and R. C. Barnes, Phys. Rev. Letts **9**, 225 (1962), и для Tl в работе N. Bloembergen and T. J. Rowland, Phys. Rev. **97**, 1679 (1955).

****) K. Asayama and J. Itch, J. Phys. Soc. Japan **17**, 1065 (1962).

*****) J. Butterworth, Phys. Rev. Letts **5**, 305 (1960).

*****) R. E. Walstedt, E. L. Hahn, C. Froidevaux and E. Geissler, Proc. Roy. Soc. (London) **A284**, 499 (1965).

термостатом для электронов проводимости, и 3 соответствует гелиевому термостату. Через R_{SL} обозначено теплосоппротивление между спинами

Т а б л и ц а II

Уменьшение плотности антропии в поле 30000 гс при $T = 15 \cdot 10^{-3}$ °К.
Величина $x = g\beta H/2kT$.

Вещество	x^*	$-\Delta S/nR$	$-\Delta S/V$ (10^5 эрг/см ³ °К)
Al	0,0532	0,01652	1,379
C	0,0554	0,00767	0,895
In	0,0448	0,0332	1,758
Nb	0,0500	0,0412	3,45
Tl	0,1176	0,00691	0,333
V	0,0537	0,0303	2,96
Pt	0,0255	0,000325	0,0297
He ³ твердый (24 см ³ /моль)	0,1556	0,01212	0,420

*) Для Cu, In, Tl и Pt дана эффективная величина x с учетом природного содержания каждого изотопа.

и решеткой, а R_{L3} соответствует последовательному соединению теплосоппротивления «решетки» и капицевского сопротивления между металлом и He³. По всей вероятности, при достаточно низких температурах существенным в R_{L3} является только капицевское сопротивление.

Рассмотрим теперь конкретно случай ядерного охлаждения. Сопротивление R_{SL} связано с временем ядерной спин-решеточной релаксации T_1 . Это время обычно определяется при экспериментальном условии, что теплоемкость решетки L велика по сравнению с теплоемкостью системы спинов S . В этом случае экспериментально показано, что $T_1 = \beta/T$, где β — некоторая константа. Чтобы найти связь между T_1 и R_{SL} , достаточно при этом только рассмотреть состояние равновесия между S и L . Если считать, что $C_L \gg C_S$, то T_S достигнет величины T_L за время $T_1 = R_{SL}C_S^*$. Записав $C_S = b/T^2$, где b — параметр, не зависящий от температуры, найдем, что

$$R_{SL} = \left(\frac{\beta}{b}\right) T. \quad (5)$$

Анализ уравнения (3) для спиновой энтропии металла показывает, что

$$b = \frac{4}{3} V \frac{RT^2}{v} x^2 I (I + 1), \quad (6)$$

где V — объем металла, v — молярный объем и R — газовая постоянная. Используя определение теплосоппротивления и закон сохранения энергии, приходим к уравнениям

$$\frac{d}{dt} (T_S - T_3) = -\frac{1}{R_{SL}C_S} (T_S - T_L) - \frac{1}{R_{L3}C_3} (T_L - T_3) \quad (7)$$

*) Через C_L и C_S обозначены соответственно теплоемкости решетки и системы спинов, а через T_L и T_S — их температуры. (Прим. перев.)

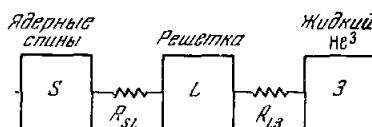


Рис. 1. Тепловые резервуары и сопротивления для охлаждения жидкого He³ с помощью парамагнетика.

и

$$C_L \dot{T}_L = -(C_S \dot{T}_S + C_3 \dot{T}_3). \quad (8)$$

В интересующем нас случае эти уравнения можно существенно упростить. Во-первых, имеет место соотношение $C_L \ll C_3$. Например, для меди 27 $C_L = 0,98 \cdot 10^3 TV_L \text{ эрг/см}^3 \text{ } ^\circ\text{K}^2$, $C_S = 4,5 \cdot 10^{-8} V_L H^2 T^{-2} \frac{\text{эрг}^\circ\text{K}}{\text{см}^3 \text{ эс}^2}$, в то время как $C_3 = 7 \cdot 10^6 TV_3 \frac{\text{эрг}}{\text{см}^\circ\text{K}^2}$. Следовательно, $C_L/C_S = 2,2 \cdot 10^{10} T^3 H^{-2} \frac{\text{эс}^2}{^\circ\text{K}^3}$. При $10^{-2} \text{ } ^\circ\text{K}$ $C_L/C_S = 1$, если $H = 148 \text{ эс}$. Так как используются значительно более сильные поля, то можно считать, что теплоемкость C_L пренебрежимо мала по сравнению с C_S и C_3 . В этом случае будет существовать единственное характерное время T_b , которое определяется выражением

$$T_b = (R_{SL} + R_{L3}) \frac{C_S C_3}{C_S + C_3}. \quad (9)$$

Почувствительно вычислить отношение R_{SL}/R_{L3} . Если считать, что $R_{L3} = \Gamma/T^3$, то окажется, что $R_{SL}/R_{L3} = \beta T^4/b\Gamma$. Величина Γ для изолированной медной проволоки может быть оценена по данным Андерсона и др.⁶ Используя эти данные, находим, что $R_{SL}/R_{L3} = 1,5 \cdot 10^{13} T^4 d^{-1} H^{-2} \text{ см} \cdot \text{эс}^2 / ^\circ\text{K}^4$, где d — диаметр проволоки. При этом предполагалось, что вся внешняя поверхность проволоки находится в контакте с He^3 . Взяв снова $d = 1,3 \cdot 10^{-3} \text{ см}$ и $H = 2 \cdot 10^4 \text{ эс}$ при температуре $10^{-2} \text{ } ^\circ\text{K}$, найдем, что $R_{SL}/R_{L3} = 0,3$. Этот расчет показывает, что учет теплосопrotivления между ядерными спинами и решеткой может быть существенным при ядерном охлаждении. Трудно сказать, как будет изменяться величина R_{SL}/R_{L3} при адиабатическом размагничивании, так как магнитное поле падает значительно быстрее, чем T , благодаря необратимости и присутствию He^3 .

Представляет также интерес использование ядерного магнетизма металлов как средства для измерения температуры He^3 . Рассмотрение вопроса о характерном времени, изложенное выше, показывает, что при температурах порядка $10^{-3} \text{ } ^\circ\text{K}$ время установления равновесия между термометром и He^3 должно быть в этом случае весьма большим. Даже если капицевским сопротивлением можно пренебречь, соответствующая временная константа при использовании меди была бы при $10^{-3} \text{ } ^\circ\text{K}$ больше 10^3 сек , при разумном предположении, что $C_3 \gg C_S$. В этой связи нужно отметить, что при использовании платины можно ожидать, что соответствующая временная константа была бы порядка 30 сек , что значительно более приемлемо.

Наиболее известным электронным парамагнетиком, который используется для преследуемых нами целей, является церий-магниеый нитрат (CMN). В CMN на каждый ион церия приходится много диамагнитных атомов, так что расстояние между ионами церия велико, а их взаимодействие соответственно мало. Ион церия не имеет сверхтонкой структуры, и его основным состоянием является крамерсов дублет с эффективным спином $1/2$. Магнитная теплоемкость при отсутствии внешнего поля определяется почти полностью диполь-дипольным взаимодействием между ионами. CMN подчиняется закону Кюри вплоть до температур, меньших $10^{-2} \text{ } ^\circ\text{K}$. Он является в высокой степени магнитно-анизотропным, $g_\perp = 1,84$ ²⁸, а $g_\parallel < 0,03$ ²⁹. Его свойства при очень низких температурах изучены недостаточно хорошо. В первоначальной работе Даниельса и Робинсона³⁰ говорится, что нижний предел, который может быть получен при использовании CMN, равен $3 \cdot 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{K}$. Их данные были существенно пересмотрены Клерком³¹, который обнаружил, что могут быть

получены температуры ниже $2 \cdot 10^{-3}$ °К. Последующие эксперименты³² указывают на то, что при той же энтропии могут быть получены даже более низкие температуры. Даниельс и Робинсон³⁰ определили также связь между магнитной температурой и абсолютной температурой для монокристалла CMN эллиптической формы. Далеко не очевидно, что их результаты можно применить для предсказания магнитных свойств поликристаллического вещества сферической формы при очень низкой температуре, так как CMN чрезвычайно анизотропен. Поэтому более желательно, быть может, использовать охладитель, имеющий форму правильного кругового цилиндра с диаметром, равным высоте, нежели имеющий сферическую форму, так как в этом случае можно добиться более однородной упаковки порошка.

Все перечисленные выше авторы сходятся на том, что конечная температура, которую можно получать с помощью CMN, во всяком случае не выше $3 \cdot 10^{-3}$ °К. Это, несомненно, очень большой шаг по сравнению со всеми предыдущими работами на пути достижения низких температур, так что CMN заслуживает самого серьезного изучения. CMN не подвержен изменению химических свойств при дроблении (перевод в порошкообразное состояние), в то время как многие другие парамагнитные кристаллы, которые подходят для низкотемпературных исследований, обладают этим недостатком; главным образом, они теряют воду. Кристаллы CMN могут быть измельчены до размеров менее чем 10^{-2} см, без появления каких-либо вредных изменений в свойствах. Следовательно, капиллярное сопротивление для этих кристаллов может быть существенно понижено. Если использовать то же самое капиллярное сопротивление между CMN и He³, которое было измерено между эпоксидными стенками и He³, и взять обычное соотношение, при котором 60% объема камеры заполнено CMN и 40% — заполнено He³, то можно предсказать характерное время теплообмена порядка 10^3 сек при температуре $5 \cdot 10^{-3}$ °К, если зерна порошка имеют сферическую форму с диаметром 10^{-2} см.

Энтропия порошка CMN как функция H/T была вычислена в предположении, что $g_{\parallel} = 0$. Соответствующая кривая изображена на рис. 2. При расчете предполагалось, что распределение кристаллографических осей зерен сферически изотропно, так что

$$\frac{\langle S \rangle}{nR} = \int_0^{\pi/2} [\ln 2 + \ln \operatorname{ch} x - x \operatorname{tg} x] \sin \vartheta d\vartheta, \quad (10)$$

где $x = (g_{\perp} \sin \vartheta) \beta H / 2kT$, β — магнетон Бора и ϑ — угол между кристаллической осью и магнитным полем. При малых значениях H/T

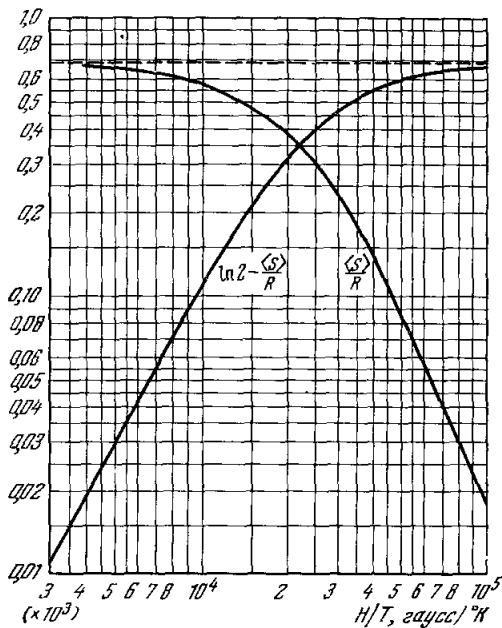


Рис. 2. Энтропия спин-системы и ее уменьшение для порошка церий-марганцевого нитрата во внешнем поле H при температуре T .

кривая соответствует изотропному парамагнетику с $g = 1,84 \cdot \sqrt{2/3}$. При больших значениях H/T энтропия заметно больше, чем дают оценки, в которых используется такая величина g . График показывает, что когда H/T равно примерно 10^5 *гс/град*, энтропия порошка CMN составляет малую часть от энтропии при $H = 0$. Эта величина отношения H/T достигается при $1,5 \cdot 10^{-2}$ °К и поле 1500 *гс*. С технической точки зрения желательнее использовать максимально возможное поле для того, чтобы перенос теплоты намагниченности CMN происходил при наиболее высокой температуре. В этом случае соответствующее увеличение энтропии, которое имеет место на предыдущей стадии охлаждения, будет наименьшим. Такое поле очень легко получить, используя маленький сверхпроводящий соленоид.

При $H/T = 10^5$ *гс/град* уменьшение энтропии на каждый ион равно примерно 0,68 k , где k — постоянная Больцмана. Соответствующая численная величина изменения энтропии плотности порошка CMN $\Delta s = -1,5 \cdot 10^5$ *эрг/см³·град*. Для сравнения приведем величину плотности энтропии жидкого He³ при $1,5 \cdot 10^{-2}$ °К. Она равна $1,05 \cdot 10^5$ *эрг/см³·град*. Следовательно, можно ожидать, что существенное охлаждение (существенное понижение начальной температуры, равной $1,5 \cdot 10^{-2}$ °К) будет достигнуто, если смешать примерно равные объемы порошка CMN и He³.

При охлаждении с помощью адиабатического размагничивания CMN теплоемкость решетки C_L всегда может считаться малой. Это приводит к тому, что время спин-гелиевой релаксации определяется формулой (9). Недавно было обращено особое внимание как на теллоспротивление R_{SL} , так и на время спин-гелиевой релаксации T_b в магнитно-разбавленном CMN и в некоторых других магнитных кристаллах. В кристаллах лантан-магниевого нитрата, содержащих 2% и 0,2% церия, Руби и др.³³, заимствуя некоторые результаты работы Скотта и Джеффриса³⁴, обнаружили, что время T_b ограничено так называемым фононным «узким горлом»³⁵. В этих кристаллах за спин-решеточную релаксацию при низких температурах ответствен «прямой» процесс, в котором излучается или поглощается один фонон. Для ионов церия прямой процесс достаточно эффективен, так что основное теллоспротивление возникает между фононами, которые находятся в контакте со спинами, и либо остальной частью фононов, либо гелиевым термостатом. Недавно были проведены простые измерения³⁶ теплового сопротивления R_{SL} в случае $\text{CuCs}_2(\text{SO}_4)_2 \times 6\text{H}_2\text{O}$. Результаты этих измерений, так же как и измерений Джеффриса на разбавленном CMN, могут быть описаны следующей формулой для потока тепла:

$$\frac{T'_S - T'_L}{\dot{Q}} = \frac{1}{kV} \frac{2\pi^2 v_0^3}{3\omega^2 \Delta\omega} t_{ph}, \quad (11)$$

где k — постоянная Больцмана, V — объем кристалла, v_0 — средняя скорость звука, ω — угловая частота, соответствующая центру линии спинового резонанса, ширина которой $\Delta\omega$ ($\hbar\omega = g\beta H_{\text{ext}}$), t_{ph} — феноменологическое значение времени свободного пробега для рассеяния фононов из полосы частот $\Delta\omega$, обусловленного взаимодействием с гелиевым термостатом неоднородностями, или другими фононами, \dot{Q} — скорость теплового потока, а

$$T' = \frac{\hbar\omega}{k} / \left[\exp\left(\frac{\hbar\omega}{kT}\right) - 1 \right].$$

Эта формула получится, если тепловой поток за время dt равен времени dt , деленному на t_{ph} и умноженному на разность энергий осцилляторов

в равновесии при спиновой температуре и при температуре решетки T_L . В работе ³⁶ величина t_{ph} была определена посредством независимых экспериментов и оказалась не зависящей от температуры, магнитного поля и площади контакта с термостатом. Она оказалась примерно равной времени, которое необходимо, чтобы фотон прошел путь, равный десяти длинам кристалла. Поэтому фононы, по-видимому, релаксировали к температуре остальной части фононов, благодаря взаимодействию с кристаллической поверхностью. Но в эксперименте Руби и др. t_{ph} было примерно равно времени, за которое фононы проходят половину толщины кристалла. В этом случае возможно, что фононы взаимодействуют с фононами кристалла слабее, чем с веществом, окружающим кристалл. Эта возможность, которая кажется противоречащей обычным предположениям, лежащим в основе теории капицевого сопротивления, стала актуальной в связи с работой Миллса ³⁷, который показал, что если поверхность кристалла является пористой и находится в контакте с жидким гелием, то коэффициент отражения фононов, приходящих изнутри кристалла, практически равен нулю.

Если в случае CMN теплосоппротивление между спинами и термостатом He³ определяется уравнением (11), то в настоящих экспериментах действительно наблюдалось такое сопротивление мелко протертого порошка CMN, которое ожидается при низкой температуре. В этой связи мы сошлемся на результаты Нэша ³⁸, который обнаружил, что время релаксации линейно убывает с размером кристалла вплоть до достаточно малых размеров ~ 37 мк и, быть может, еще меньше. При очень низкой температуре и отсутствии внешних полей, когда $\hbar\Delta\omega \gtrsim kT$, можно оценить нижний предел спин-гелиевого теплового сопротивления. Считая, что все фононы участвуют в релаксации спинов и что этот процесс очень эффективен, и, кроме того, считая, что обмен энергией между фононами и термостатом He³ происходит за время t_{ph} , приближенно равное времени, которое требуется, чтобы пересечь половину толщины кристалла, из уравнения (11) находим, что полное теплосоппротивление при $\Delta T \ll T$ может быть выражено формулой

$$R = \frac{\Delta T}{\dot{Q}} = \frac{1}{kV} \frac{5}{2\pi^2} \left(\frac{\hbar v_0}{kT} \right)^3 t_{ph}. \quad (12)$$

Если положить, что $V = 1$ см³, $v_0 = 2,5 \cdot 10^5$ см/сек и что отношение $\frac{C_S C_3}{C_S + C_3}$ в уравнении (9), определяющем время тепловой релаксации, равно теплоемкости 1 см³ He³, т. е. $7 \cdot 10^6$ Т эрг/град², то получим $T_b = 8 \cdot 10^4 t_{ph} T^{-2}$ °К². Для полутолщины порядка 100 м, которая характерна для обсуждаемых здесь экспериментов, $t_{ph} = 4 \cdot 10^{-8}$ сек, так что при $5 \cdot 10^{-3}$ °К получается $T_b = 130$ сек.

Изложенное выше показывает, что CMN, погруженный в жидкий гелий, имеет поразительно низкое спин-гелиевое теплосоппротивление. Если взять $t_{ph} = L/2v_0$, где L — характерный размер кристалла, то сопротивление будет изменяться обратно пропорционально площади поверхности, так что очень тонкое измельчение CMN будет существенно понижать это теплосоппротивление. Для изучения этого вопроса было бы очень интересно осуществить эксперименты, подобные проведенным в работе ³⁶, за исключением экспериментов с порошком CMN в гелиевой ванне. Таким образом, сравнивая методы охлаждения с помощью ядерных и электронных парамагнетиков, мы видим, что их потенциальные возможности для достижения температур в области выше $(1 \div 2) \cdot 10^{-3}$ °К одинаковы.

Для получения более низких температур при использовании электронных парамагнетиков нужно было бы брать еще более измельченный порошок. При использовании метода ядерного размагничивания существует принципиальный предел, налагаемый теплосоппротивлением между спинами и решеткой. Так как при использовании электронных парамагнетиков для охлаждения требуются значительно меньшие поля, чем при использовании ядерных, то первые значительно удобнее, поэтому охлаждение с их помощью явилось основой нашей техники достижения температур He^3 в области тысячных долей градуса абсолютной температуры.

III. ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ И МЕТОДИКИ ЭКСПЕРИМЕНТА

А. Гелневый криостат

Во всех предыдущих работах в нашей лаборатории вакуумная рубашка, окружающая размагничивающую систему и охладитель газа He^3 , была помещена непосредственно в основной сосуд с жидким гелием, который откачивался. При этом достигалась температура примерно до $1,2^\circ\text{K}$. Магнитные поля создавались с помощью железного магнита. Эта простая установка имела несколько недостатков, которые не позволили нам получить особенно низкие температуры. Один из этих недостатков — относительно малый допустимый рабочий объем ($2,77\text{ см}$ — диаметр, 45 см длина). Другой недостаток состоял в том, что при самых низких температурах сильно затруднено использование сопротивлений в качестве термометра, так как установку невозможно защитить от радиочастотных полей. Обычно сопротивления применяются не только для измерения температуры как таковой, но и для контроля за процессом размагничивания. Радиочастотная помеха также может привести к нагреву образца. Еще одним недостатком является применение железного магнита, поскольку с его помощью невозможно намагничивать и размагничивать различные части системы одновременно. Главным же недостатком было то, что основной гелиевый сосуд необходимо было заливать гелием каждые 12 часов. В результате во время заливки образец всегда немного нагревался. В новом криостате эти недостатки удалось преодолеть. Рабочий объем составляет $4,3\text{ см}$ в диаметре, имеет длину 65 см и помещается в вакуумную рубашку внешним диаметром $5,0\text{ см}$. Криостат и вся измерительная аппаратура были расположены в экранированной комнате, которая обеспечивает затухание помех на частотах порядка 100 Мгц более чем на 80 db ; таким образом, радиочастотное нагревание было исключено. Гелий в основном сосуде криостата находится постоянно при атмосферном давлении, за исключением периода калибровки магнитного термометра. Внутри вакуумной рубашки находится испаритель He^4 , состоящий из медной чашки объемом приблизительно 60 см^3 , который служит, во-первых, для того, чтобы охладить тепловую защиту, помещенную в вакууме вокруг размагничивающей системы, и, во-вторых, чтобы конденсировать He^3 для охладителя. С помощью небольшого клапана, расположенного в основном сосуде для He^4 , испаритель He^4 можно наполнить за одну-две минуты без повышения его температуры выше λ -точки. Испаритель откачивается через отверстие диаметром 1 мм с помощью диффузионного насоса NRC типа B2 в паре с форвакуумным насосом Welch-типа 1402. При этом получаются температуры от $0,8$ до $0,9^\circ\text{K}$. Испаритель необходимо заливать один раз в 24 часа. Заливка гелия и азота в основные дюары не влияет на температуру образца.

He^3 для охлаждающей системы конденсируется в толстостенном цилиндре, контактирующем с испарителем He^4 . На дне конденсора есть клапан, состоящий из латуного держателя с отверстием диаметром $0,018$ дюйма и медно-бериллиевой иглы. Медно-никелевая трубка длиной 15 см (внешний диаметр $1/64$ дюйма, толщина стенки $0,003$ дюйма) подводится к испарителю He^3 объемом $\sim 2\text{ см}^3$, который откачивается с помощью NRC типа B2 диффузионного насоса в паре с Welch-типа 1402 KVG насосом, приспособленным для работы с He^3 . В этом испарителе поддерживается температура около $0,27^\circ\text{K}$ после размагничивания системы.

В этих экспериментах не использовалась тепловая защита при $0,3^\circ\text{K}$, что позволило оставить больше пространства для парамагнитной соли. При этом система работала удовлетворительно, но, вероятно, паразитный теплоприток можно уменьшить, применив защиту при $0,3^\circ\text{K}$.

Магнитные поля создавались сверхпроводящими соленоидами. Один из них длиной 8 дюймов с равномерной намоткой создает поле в центре до $15\ 000\text{ гс}$. Этот соленоид, сконструированный Westinghouse Electric Corporation³⁹, потребляет ток $16,3\text{ а}$ при максимальном поле. Второй соленоид, изготовленный в лаборатории 4 дюйма длиной и $2,5$ дюйма в диаметре, обеспечивает в центре поле 2600 гс при токе

15 а. Оба соленоида снабжены выключателями, рассчитанными на большой ток, так что поле может существовать без внешнего питания. Соленоиды питаются током от транзисторного блока³⁹, который с помощью мощных переключателей может подключаться поочередно к обоим соленоидам. Ток может регулироваться с помощью 10-ступенчатого потенциометра. Кроме того, ток, соответствующий максимальному отсчету этой регулировки, может плавно изменяться от нуля до максимального заданного значения тока с помощью второго 10-ступенчатого потенциометра. Дело в том, что очень выгодно увеличить плавность изменения тока (разрешение по току) при малых значениях тока. Одно время мы питали соленоиды от транзисторного источника, в котором использовался обычный 10-ступенчатый переключатель с проволоочной намоткой. Оказалось, что резкие изменения тока, которые имеют место, когда скользящий контакт перемещается от одного витка к другому, являются источником вредного нагревания из-за возникающих вихревых токов. Каждый соленоид изолирован от крышки криостата с помощью двух подвесок, сплетенных из нейлоновых нитей. Нейлоновая нить проходит через ряд тефлоновых направляющих, а затем подходит к специальному вкладышу на одной стороне капки, где находятся две подъемные системы, по одной на каждый соленоид. Соленоиды обычно расположены немного ниже парамагнитной соли, так как, когда теплота намагничивания отводится и соль приобретает магнитный момент, большие магнитные силы, как правило, немного приподнимают соленоиды. Соленоиды настолько сильны, что отталкивают друг друга; при этом нейлоновые нити максимально натянуты. В настоящем эксперименте магнитные катушки, измеряющие температуру, размещены около дна криостата. Поэтому во время калибровки и измерения соленоиды поднимаются как можно выше. Диамагнитные свойства сверхпроводящей проволоки могут вызвать весьма заметные сдвиги нуля магнитной температурной шкалы, если соленоиды расположены слишком близко к измерительным катушкам. У нас не возникло трудностей из-за остаточных полей, которые помешали бы достигнуть сверхнизкие температуры, хотя движение соленоидов, поскольку они поднимались несколько раз, все же вызвало кратковременное нагревание вихревыми токами. Гибкая электропроводка к магнитам осуществлялась медным десятижильным кабелем, изолированным Fortex[®]ом. Диаметр каждой жилы — 0,010 дюйма.

Электрические контакты соленоидов были сделаны легко разъединяемыми. Для этого использовались разъемные соединения типа BNC с контактом, состоящим из гнезда и встречного штыря. Гнездо было вставлено в бакелитовое кольцо, укрепленное постоянно на магните, а фишка со штырем припаивалась к концу гибкого кабеля. На каждом соленоиде укреплялось четыре таких электрических контакта, два для главных токовых кабелей и два для проводов, которые подводятся к выключателю.

Внутри вакуумного пространства криостата осуществлялось тепловое заземление для 36 отдельных электрических кабелей. Это тепловое заземление сделано как при температуре испарителя He⁴ — 0,9 °K, так и при температуре испарителя He³ — 0,3 K. Стержни теплового заземления выведены через медные кольца, в которых просверлено необходимое число отверстий, равное числу заземлений. Использовались кольца высотой около 1 дюйма. Стержни теплового заземления представляют собой медные проволоочки диаметром 0,040 дюйма в стеклянной изоляции; (\neq 26, glass spaghetti⁴¹); пространство между этими стержнями и медным кольцом заполнено эпоксидной смолой марки Epibond 100A⁴², затвердевшей после нагревания.

В. Основная установка для размагничивания

Под основной установкой для размагничивания мы подразумеваем ту часть установки, предназначенной для получения температур ниже температуры охлаждения He³, которая включает основные парамагнитные охладители и тепловую изоляцию, но не содержит части установки, связанной непосредственно с экспериментом. Установка для размагничивания обычна, и используется одна и та же во всех экспериментах. В установке в основном используются такие материалы, как нейлон, тефлон, эпоксидная смола Epibond 100A; тепловые контакты обеспечиваются coil-foil⁴³, которые используются различными способами. Наверху размагничивающей установки находится небольшой медный цилиндр, который опускается на дно испарителя He³ и там закрепляется. В этот медный цилиндр ввинчен нейлоновый стержень 8 мм в диаметре, который расточен до толщины стенок 1 мм на глубину 4 см, создавая, таким образом, тепловую изоляцию от испарителя He³. Кусок нейлона, длину которого можно изменять соответственно проводимому эксперименту, разделяет нейлоновый тепловой изолятор от тепловой защиты и от главного охладителя. Для тепловой защиты выбраны кристаллы железно-аммониевых квасцов, а для главного охладителя — хромово-калиевые квасцы.

Обе системы выполнены с применением нейлона и сконструированы следующим образом. Нейлоновый стержень 34 мм в диаметре срезан симметрично с двух противоположных сторон в своей центральной части так, что образовалась плоская поверхность 34 мм шириной и 3 мм толщиной, достаточно длинная, чтобы вместить кристаллы

квасцов с учетом большого температурного сжатия нейлона. Концы стержня оставлены цилиндрическими для облегчения сборки. Верхний цилиндрический конец нейлонового стержня, поддерживающий тепловую защиту, имеет отверстие, просверленное так, что длинный нейлоновый стержень проходит сквозь него. На нижний цилиндрический конец основного нейлонового стержня нарезана резьба 5 мм длиной и шагом 3/4 дюйма — резьба 16NF такая же, как на верхнем конце стержня, содержащего хромовые квасцы. Оба стержня соединяются друг с другом с помощью тефлоновой втулки длиной 25 мм и с 3-мм стенками с нарезкой внутри таким образом, что оба стержня могут быть плотно свинчены вместе и составлять единый прямой стержень, будучи в то же время термически изолированными⁴⁴. Около дна главного охладителя оставлен цилиндрический выступ диаметром 8 мм и длиной 30 мм, чтобы на нем укреплять исследуемые вещества.

Кристаллы тепловой защиты и кристаллы главного охладителя представляют собой пластины 3-мм толщины, вырезанные из большого монокристалла с помощью карборундового диска, охлаждаемого водой. Тепловой контакт с этими кристаллами обеспечивается использованием смазки марки Arigon N⁴⁵ и coil-foil, аналогично описанному у Андерсона и др.²⁵. Тепловая защита имеет длину 8 мм и содержит 70 г железных квасцов. Главный охладитель длиной 10 см содержит 110 г хромовых квасцов. В обоих случаях с каждой стороны нейлоновой основы положено четыре слоя кристаллов, расположенных двумя пачками по два слоя в каждой; каждая пачка со всех сторон окружена coil-foil. В главном охладителе coil-foil, служащие для охлаждения камеры He³ (обозначенные В на рис. 3), помещены между нейлоновой основой и внутренней пачкой кристаллов, а также между двумя пачками кристаллов. Одна из coil-foil связывает обе стороны нейлоновой основы. Труба, наполняемая He³, и нагреватель (сопротивление около 200 ом) термически соединены с этой фольгой. После того как пачки кристаллов размещены на нейлоновой основе, они обертываются кусками специальной coil-foil, на которой половина всех проволок наклеена перпендикулярно к второй половине, и прочно обвязываются хлопчатобумажной нитью № 40.

Угльные сопротивления⁴⁶, изготовленные, как указано у Блэка и др.⁴⁷, прикреплены к тепловой защите и к главному охладителю, чтобы непрерывно измерять их температуры. Тепловой контакт между главными охлаждаемыми кристаллами и кристаллами тепловой защиты обеспечивается с помощью свинцового теплового ключа $0,2 \times 5 \times 20$ мм. Ключ расположен между двумя группами кристаллов непосредственно после тефлоновой втулки. Он припаян к coil-foil, один конец которой изготовлен следующим образом. Изоляция была удалена с концов проволок и они были затем сжаты куском медной проволоки в форме шпильки для волос 0,020 дюйма диаметром и хорошо пропаяны твердым припоем. Затем этот узел был опилён напильником до получения плоской формы. Это свело к минимуму количество припоя Pb — Sn, требуемого для соединения со свинцовым ключом. Этот ключ расположен так, что направление потока тепла параллельно магнитному полю. Тепловой ключ для испарителя He³ выполнен аналогично и расположен на 6 см выше верхнего основания кристаллов тепловой защиты с тем, чтобы он проводил тепло только тогда, когда основное поле близко к своей максимальной величине. Вычисления показали, что основное тепловое сопротивление во время намагничивания, вероятно, вносят не контакт на смазке и не свинцовый ключ, а медные coil-foil, поэтому к каждому свинцовому ключу было подсоединено около 1500 изолированных медных проволок диаметром 0,002 дюйма. Количество кристаллов тепловой защиты и кристаллов основного охладителя было определено, исходя из довольно произвольного требования, что тепловая защита должна оставаться ниже 0,1° К примерно три дня, с учетом вычисленного теплопритока к этой части установки. Хромовых квасцов было взято максимально возможное количество в соответствии с длиной главного солевода. Как показали эксперименты, количество кристаллов было вполне достаточным.

Рассмотрим подробнее наиболее интересные узлы установки. Во-первых, все используемые материалы при охлаждении уменьшают свою длину по крайней мере на 1%. Это может привести к большим напряжениям, когда механически связываются между собой два материала с разными коэффициентами температурного расширения. В первых экспериментах кристаллы укреплялись на стержне из эпоксидной смолы, но было обнаружено, что иногда он растрескивался из-за натяжений в кристаллах. Теперь мы используем нейлон, который показал себя в этом отношении устойчивее. Во-вторых, одно время мы употребили слишком большое количество припоя Pb — Sn при сборке установки, а именно при сборке угльных термометров и для создания тепловых контактов между различными частями установки. В процессе размагничивания, при полях в несколько тысяч гаусс и ниже, было обнаружено, что воздействие поля на термометры, приводящее к завышению их показаний, проявлялось при более низких значениях напряженности поля, чем обычно. Это нагревающее воздействие резко уменьшилось после того, как количество припоя Pb — Sn в установке было сведено к минимуму. Нагревание пренебрежимо мало в таких мягких сверхпроводниках, как свинец или цинк. В-третьих, нижняя часть вакуумной рубашки состоит

из трубы из эпоксидной смолы Epibond 100A, прикрепленной к краю металла, как описано в работе ⁴⁸. Эту часть аппаратуры трудно сделать достаточно непрозрачной, чтобы исключить радиационные потери. Решение этой проблемы состояло в следующем. Труба из эпоксидной смолы была окрашена 50%-ной смесью «Dag» ⁴⁹ и лака марки General Electric 7031 ⁵⁰, растворенной в толуоле в пропорции один к одному. Эта краска может размягчить и испортить эпоксидную смолу, если будет долго находиться в жидком виде в контакте с ней. Но обычно этого не происходит, поскольку краска быстро сохнет. Кроме того, была сделана защита из coil-foil непосредственно вокруг эпоксидной вакуумной рубашки. Эта защита была сделана на тефлоновом шаблоне, причем вниз была положена обычная coil-foil параллельно оси, а сверху один слой плотной намотки катушки изолированной Formex'ом медной проволоки диаметром 0,002 дюйма. Чтобы уменьшить радиационные потери, она была покрашена смесью «Dag» и лака 7031, упомянутой выше, затем просушена в печи при 50° С в течение часа, а потом снята с тефлона. С верхнего края этой защиты была удалена изоляция, и проволочки были посажены на электрический контакт с металлической частью вакуумной рубашки. Таким образом, вакуумная рубашка была полностью защищена от всяких наводок. В-четвертых, внутри тепловой защиты на 0,9° К установка центрировалась с помощью трех плотно намотанных слоев хлопкового ватина, привязанного к дну тепловой защиты. Хлопок мы вначале употребили в качестве мягкого держателя, чтобы избежать нагрева из-за механических колебаний; мы не знаем, насколько это было успешно. Сначала вся размагничивающая установка мягко подвешивалась на шести нейлоновых нитях ⁴⁹. Переход от этой мягкой подвески к более жесткой, описанной выше, не дал заметного изменения потерь тепла. В другом эксперименте, когда мы попытались улучшить центрирование установки, было использовано центрирующее устройство, состоящее из двух нейлоновых колец, внутреннее из которых находится в контакте с секцией, расположенной непосредственно под главным охладителем, а второе — в контакте с внутренней стороной защиты He^4 . Эти два кольца соединены пропущенными через них двенадцатью «спицами» из хлопчатобумажных ниток № 40. Такое устройство отлично центрирует и не дает заметных тепловых потерь, но вносит существенную потерю тепла, обусловленную механическими колебаниями.

С. Установка для измерения теплоемкости

Установка для измерения теплоемкости в ее простейшем варианте показана на рис. 3. He^3 и порошок CMN размещены в правильном круглом цилиндре с диаметром, равным высоте, окруженном блоком эпоксидной смолы Epibond 100A ⁴², в который вставлены медные проволочки *B* с целью предварительного охлаждения содержимого этого цилиндра до температуры порядка $15 \cdot 10^{-3}$ °К. Эта установка сконструирована следующим образом (рис. 3). Предварительно изготовленный цилиндрический блок эпоксидной смолы обточен до требуемого диаметра. Восемь полос coil-foil, каждая из которых имеет 15 дюймов в длину и 1/2 дюйма в ширину и содержит 400 изолированных медных проволочек диаметром 0,002 дюйма, были уложены вдоль стержня параллельно его оси и закреплены на нем хлопчатобумажной нитью. В области самой камеры coil-foil не были покрыты лаком GE 7031. Эпоксидный стержень был расположен горизонтально на вращающемся устройстве в печи, и эпоксидная смола разбрызгивалась над целакированными проволочками до тех пор, пока они не пропитались смолой полностью. Затем стержень был помещен в тефлоновую форму, которая была заполнена смолой так, чтобы получить ее внешнюю форму в том виде, как она показана на рис. 3.

После того как смола застыла, высверливалась камера и изготовлялась встречная камера, чтобы в ней разместить эпоксидную пробку *F*. В камере были просверлены пять радиальных отверстий диаметром 0,020 дюйма. В одно из этих отверстий с помощью эпоксидной смолы была вклеена капроникелевая трубка *C* для наполнения He^3 диаметром 1/64 дюйма и с толщиной стенок 0,003 дюйма. Остальные отверстия были использованы, чтобы вывести провода от электрического нагревателя и термометра; эти провода были заложены эпоксидной смолой Epibond 121 ⁴². Нагреватель *E* состоял из провода Evanohm длиной 5 дюймов и диаметром 0,002 дюйма, намотанного спирально в центре камеры. Провода нагревателя (две проволочки) были сделаны из меди 99,999% чистоты и диаметром 0,004 дюйма; наружу камеры выведено пять проводов. Разность потенциалов измерялась с помощью потенциометра марки Leeds and Northrop типа К-3.

Угольный термометр *D* был изготовлен по технологии, развитой Конолли. По этой технологии стандартное полуваттное угольное сопротивление типа Speer 1002 разрезается алмазным диском на тонкие слои около 0,010 дюйма толщиной, при этом внешняя оболочка из фенольной смолы остается нетронутой. Затем с помощью серебряной краски прикрепляются марганциновые или медные провода диаметром 0,002 — 0,004 дюйма ⁵². После того как краска высохнет, сверху накладывается для защиты очень тонкий слой Epibond 121. Эта технология применяется, чтобы получить малое

по размеру сопротивление, которое имеет максимальную площадь поверхности для лучшего рассеяния мощности, выделяющейся при измерении. Это сопротивление работает вплоть до 10^{-2} °К, но, вероятно, отказывает при очень низких температурах.

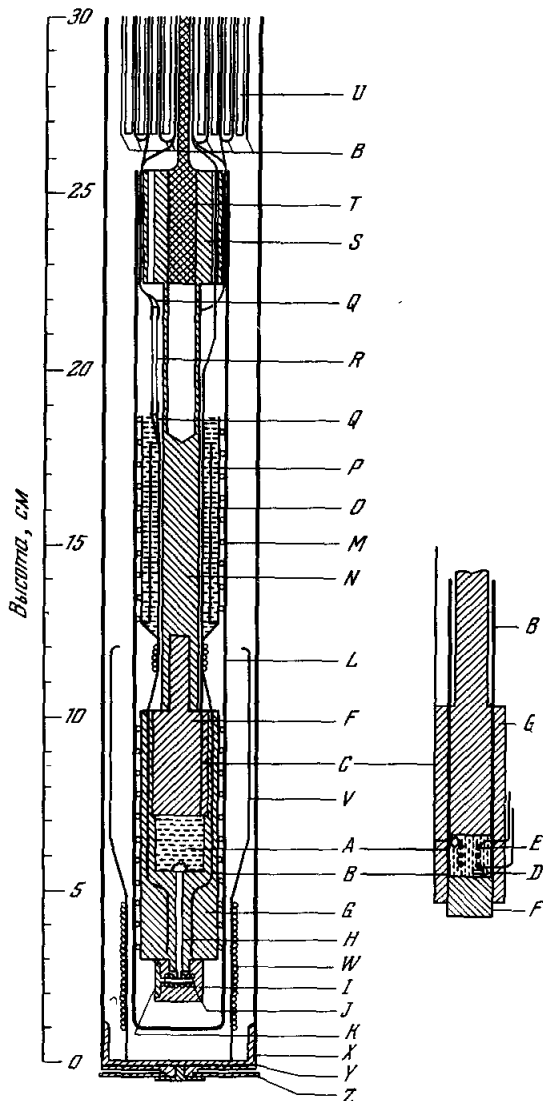


Рис. 3. Здесь изображены узлы установки, используемой для тепловых и магнитных измерений, с соблюдением правильных относительных пропорций.

(Слева — аппаратура для измерения коэффициентов диффузии и восприимчивости (с защитой), справа — камера для измерения теплоемкости.)

A — порошок CMN, *B* — оболочка из медной проволоки и coil-foil, *C* — наполняющая трубка, *D* — угольный термометр, *E* — нагреватель, *F* — пробка главной камеры, *G* — основная камера, *H* — соединительный канал, *I* — камера для магнитных измерений, *J* — приемная катушка, *K* — пробка измерительной камеры, *L* — тепловой экран, *M* — винтовой изолятор, *N* — длинный изолирующий стержень и механический держатель, *O* — смазка, состоящая из силиконового масла и CMN, *P* — медные проводочки, обеспечивающие тепловой контакт, *Q* — контакт с цинковым выключателем, *R* — цинковый ключ, *S* — верхний держатель, *T* — утолщение, расположенное под главным холодильником, *U* — 3-миллиметровые пластинки хромовых квасцов, *V* — фарадеевский экран из coil-foil, *W* — импульсная катушка, *X* — тепловой экран при 0,9 °К, *Y* — основание пробки и тепловой экран, *Z* — нейлоновая прокладка.

При максимально низких температурах сопротивление с медными подводящими проводами показывает температуру своей поверхности, а не температуру гелия. Манганиновые выводы диаметром 0,002 дюйма должны давать лучшие результаты. Сопротивле-

ния измерялись с помощью моста постоянного тока. Порошок CMN, измельченный и просеянный сквозь стандартное сито типа NBS 40, был засыпан в камеру доверху. Для уплотнения и равномерного распределения порошка в камере использовался небольшой стеклянный стержень. Так поступали всегда, хотя изучение крупинок под микроскопом показало, что порошок всегда оставался сухим.

В этой установке тепловое сопротивление между «калориметром» He^3 — CMN и его окружением есть капицевское сопротивление. Если температура хромовых квасцов лежит в области $1,5 \cdot 10^{-2}$ °K или ниже, это сопротивление слишком велико и делает невозможным измерения теплоемкости. Однако трудно провести измерение теплоемкости при температурах много больших, чем температура хромовых квасцов; чтобы провести измерения теплоемкости при более высоких температурах, устанавливался тепловой ключ между хромовыми квасцами и камерой для измерений. Размеры ключа $2 \times 1 \times 0,2$ мм. Концы медных проволочек от хромовых квасцов и от камеры заливались твердым припоем и опиливались до получения плоской поверхности, как описано выше, а затем покрывались цинком. Цинковый выключатель припаивался непосредственно к концам этих проволочек; при этом допускалось использование мягкого припоя. Цинк был выбран из-за его очень малого критического поля. Это свойство обеспечивало постоянный тепловой контакт камеры и квасцов, за исключением очень низких полей. Измерения теплоемкости были сделаны в двух разных камерах. В первом случае масса порошка CMN была 1,491 г и диаметр камеры, равный ее высоте, был 1,207 см. Во втором случае масса порошка CMN была 1,546 г, а диаметр и высота были равны 1,220 см. Во втором случае использовался цинковый тепловой ключ, в первом — coil-foil, окружавшие камеру, были подключены непосредственно к квасцам.

Число молей He^3 в камере определялось в отдельном криостате, в котором с камерой была соединена короткая трубка, и количество He^3 , сконденсированного при 1,3° K, измерялось с помощью насоса Toerpler калиброванного объема, соединенного с манометром постоянного объема. Результат корректировался с учетом объема He^3 в подводящей трубке и с учетом изменения плотности между 1,3° K и 0° K, но без учета влияния давления. Различные определения числа молей He^3 в камере давали результаты, расходящиеся менее чем на 1%.

Устройство для измерения магнитной восприимчивости CMN, основанное на взаимной индукции, состоит из двух одинаковых наборов первичных и вторичных катушек. Они расположены рядом на майларовом листе толщиной 0,003 дюйма, обернутом вокруг расщепленной оправки внешним диаметром 2 дюйма. Первичные катушки составляют каждая 1,60 дюйма в длину и разнесены друг от друга на 2,4 дюйма. Каждая вторичная катушка, длиной 1,4 дюйма, была помещена непосредственно над своей первичной, по другую сторону майларового листа. Каждая первичная содержит 539 витков, а каждая вторичная — 2128 витков медного хорошо изолированного провода диаметром 0,0031 дюйма с намоткой 85 витков на один дюйм. Набор катушек, который не находится на CMN, имеет дополнительно 55 витков во вторичной обмотке с отводами через каждые 11 витков. Каждый отвод соответствует изменению во взаимной индукции, которое намного меньше, чем рабочий диапазон моста. Таким способом можно обеспечить разумную чувствительность в процессе калибровки выше 1° K и провести измерения при очень низких температурах.

Мост Cryotronics представляет собой 5^3 17-герцный мост индуктивностей. Использование этого прибора и технология применения малых количеств CMN обсуждалась в работе Абея и др.⁵⁴ Там было показано, что восприимчивость на 17 гц та же самая, что и измеренная баллистическим способом вплоть до $1,5 \cdot 10^{-2}$ °K, с точностью 0,1%. В процессе настоящей работы было найдено, что эти два значения восприимчивости равны с точностью до 0,1% вплоть до $4 \cdot 10^{-3}$ °K — до самой низкой температуры, при которой были сделаны измерения.

Д. Установка для ядерных магнитных измерений

1. Описание камеры. Установка для ядерных магнитных измерений методом спинового эха более сложна, чем та, которая требуется для измерений теплоемкости, поскольку эксперименты эти сами по себе более сложны. В основном аппаратура подобна описанной Андерсоном и др.²¹ Цель измерений — определить ядерную магнитную восприимчивость χ и коэффициент самодиффузии намагниченности D . Используя ту же установку и практически ту же аппаратуру, можно измерить время спин-решеточной релаксации T_1 для He^3 . Чтобы провести эти эксперименты, требуется четыре катушки. Одна из них создает однородное поле H_0 , обеспечивающее постоянную прецессию магнитного момента. Вторая создает однородный градиент поля G , параллельно H_0 . Третья вырабатывает линейно поляризованное импульсное поле $2H_1$, перпендикулярное к H_0 . Четвертая приемная катушка с осью, перпендикулярной к H_0 и $2H_1$, служит для обнаружения прецессии ядер в поле H_0 . Контролируемый извне градиент G требуется только для измерений D .

Внешнее магнитное поле H_0 почти однородно во всей области, содержащей He^3 и CMN, используемый для его охлаждения. Следовательно, CMN намагничивается и ведет себя приблизительно как магнитный диполь. Таким образом, возникает необходимость удалить область He^3 , в которой производятся магнитные измерения, на достаточно большое от CMN расстояние, чтобы остаточный градиент поля этого диполя был мал. Остаточный градиент прямо пропорционален H_0 и зависит от геометрии эксперимента. Градиент G , требуемый для измерения D , зависит от величины D и не зависит от H_0 . Следовательно, чтобы уменьшить остаточный градиент, желательно иметь малую величину H_0 .

Есть также и другая, более важная, причина, ограничивающая сверху величину H_0 . Она заключается в необходимости избежать увеличения температуры CMN при адиабатическом намагничивании. Если рассмотреть CMN изолированно от остальной части аппаратуры, можно произвести оценку воздействия H_0 на температуру. Это воздействие будет меньше в присутствии He^3 . Изменение температуры при адиабатическом изменении поля можно получить из уравнения

$$S/nR = \ln 2 - \frac{1}{2} x^2 - b/T^2, \quad (13)$$

где $x^2 = \frac{2}{3} \left(\frac{g\beta H}{2kT} \right)^2 \ll 1$ и z^1

$$b = 3 \cdot 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{K}^2 \ll T^2.$$

Используя соотношение

$$S(0, T_0) = S(H, T_H), \quad (14)$$

найдем

$$T_H = T_0 [1 + (H/48,5 \text{ эс})^2]^{1/2}. \quad (15)$$

Резонансная частота, выбранная для этого эксперимента, была 60,0 кГц, соответствующее резонансное поле $H_0 = 18,5 \text{ эс}$. При этих условиях $T_b = 1,07 T_0$. Принимая во внимание влияние He^3 , получим коэффициент при T_0 близким к единице.

Как указывалось выше, необходимо пространственно разделить область He^3 , для которого нужно сделать спиновые измерения, и CMN, необходимый для охлаждения He^3 , на расстояние, определяемое, по крайней мере отчасти, остаточным градиентом, образованным в точке измерения намагничиванием, индуцированным в CMN приложенным полем H_0 . Точка измерения и CMN находятся на оси криостата; H_0 выбрано перпендикулярно к оси криостата. Для поля H_0 , параллельного оси криостата, остаточный градиент, антипараллельный H_0 , на порядок величины больше при одном и том же расстоянии между точкой измерения и CMN. По причинам, рассмотренным ниже, измеряемый объем сделан в виде прямоугольного параллелепипеда с двумя равными гранями, много большими, чем третья, которая параллельна оси криостата. Наибольшее действие оказывает только градиент, параллельный оси H_0 . Направляя ось z системы координат параллельно H_0 с началом в центре измеряемого объема, находим для остаточного градиента

$$\frac{1}{H_0} \frac{\partial H_z}{\partial z} \approx \frac{g_z}{L^3} \left(\frac{\mu_{\text{CMN}}}{H_0} \right), \quad (16)$$

где L — расстояние от центра CMN до центра измеряемого объема. При $4 \cdot 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{K}$ $\mu_{\text{CMN}}/H_0 = 0,28 \text{ см}^3$ при существующем объеме. Итак, из-за магнитного момента CMN поле в центре объема будет отличаться от H_0 на величину

$$\Delta H_0 = -\mu_{\text{CMN}}/L^3. \quad (17)$$

Максимальная величина z , соответствующая другим условиям, около 0,4 см, так что при $L = 5 \text{ см}$ и $T = 4 \cdot 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{K}$ максимальный остаточный градиент, вызванный CMN, около 0,01 гс/см, и постоянное поле H_0 меньше, чем его величина при высокой температуре, примерно на 0,2%.

Величина G должна быть велика по сравнению с остаточным градиентом, но не настолько, чтобы вызвать существенное ослабление спинового эха. Исключая низкие температуры около $4 \cdot 10^{-3} \text{ } ^\circ\text{K}$ и используя уже измеренную величину z^1 для коэффициента диффузии $1,5 \cdot 10^{-6} T^{-2} \text{ см}^2 \text{ } ^\circ\text{K}$ г/сек, найдем, что максимум ожидаемого коэффициента диффузии примерно 0,1 см²/сек. Спиновое эхо ослабляется в соответствии с уравнением ⁵⁶

$$\frac{h_2}{h_1} = \exp \left[-\frac{\gamma^2 G^2 D}{12} (t_2 - t_1)^3 \right], \quad (18)$$

где h_2 и h_1 — амплитуды двух импульсов эха, $\gamma = 2,04 \cdot 10^4 \text{ гс}^{-1} \text{ сек}^{-1}$ для He^3 , G — градиент поля, $(t_2 - t_1)$ — временной интервал между импульсами.

Переходное время для электронной аппаратуры после импульса — несколько миллисекунд. Ширина импульса эха, как показано ниже, примерно 4 мсек. В расчет

надо принимать время полного импульса диффузии, который состоит из 90°-импульса, за которым через определенное относительно короткое время следует 180°-импульс, а за ним — через переменный интервал времени — второй 180°-импульс. Следовательно, исходя из времени восстановления и ширины эхо-импульса, желательнее, чтобы эхо не ослаблялось больше чем на 10% от своей первоначальной величины менее чем за 25 мсек при самых низких температурах. Это приводит к величине, допускаемой для $G \sim 0,2$ гс/см. Это более чем в 10 раз превышает ожидаемый остаточный градиент и поэтому вполне удовлетворительно. Величина G также важна при определении ширины эхо-импульса. Для случая, когда площадь поперечного сечения камеры He³, перпендикулярного к градиенту и H_0 , не зависит от расстояния, амплитуда эхо-импульса пропорциональна коэффициенту

$$\frac{\sin(\gamma G a t)}{(\gamma G a t)},$$

где a — половина длины камеры в направлении H_0 и G . Величина a определяется из требования необходимости избежать влияния стенок. Поэтому должно выполняться неравенство $\sqrt{(2Dt)} \ll a$. Подставив $t = 25$ мсек и $D = 0,1$ см²/сек, найдем, что a должно быть много больше, чем 0,07 см. Половина длины a была сделана равной 4 мм соответственно временному интервалу примерно в 3,8 мсек между первыми нулями с каждой стороны максимума эхо-импульса для $G = 0,2$ гс/см.

Предыдущие эксперименты²¹ по измерению магнитных свойств He³ были выполнены с камерой, имеющей внутренний диаметр 0,25 см, длину 2 см и приемную катушку примерно из 3000 витков с осью, параллельной оси цилиндра. Измерения были сделаны в поле $H_0 = 26$ гс. Сигнал был усилен в четыре раза с помощью отдельной катушки, дававшей поле около 100 гс, которая была быстро удалена перед тем, как должны были быть сделаны измерения диффузии и восприимчивости. В настоящем эксперименте такое усиление поля невозможно, так как оно существенно увеличило бы температуру SMN. Количество He³ нужно поддерживать малым, чтобы его можно было сильно охладить. Следовательно, отношение сигнал—шум, ожидаемое в настоящем эксперименте, должно быть меньше, чем в предыдущих. Однако можно достигнуть относительного улучшения, если более искусно изготовить приемную катушку.

Размер стороны камеры, параллельной H_0 , может быть достаточно большим, чтобы избежать влияния стенок, в то время как размер стороны, параллельной оси приемной катушки, которая ориентируется перпендикулярно к H_0 , чтобы принимать сигнал прецессии, тоже должен быть достаточно большим, чтобы обеспечить хорошую геометрию самой катушки. Размер третьей стороны, которая параллельна оси криостата, можно выбрать небольшим, чтобы ограничить объем He³, который должен охлаждаться. Мы предполагаем, что стенки, нагревающие He³ и параллельные H_0 , не влияют на диффузию вдоль H_0 . В результате в качестве измеряемого объема был выбран прямоугольный параллелепипед $8 \times 8 \times 1,2$ мм. Можно было бы сделать по-другому — ориентировать ось приемной катушки параллельно оси криостата, но в этом случае ориентировка плоскости 8×8 мм параллельно H_0 намного труднее. Форма камеры и ее окружение показано на рис. 4 с соблюдением относительных размеров. Можно видеть, что коэффициент заполнения катушки очень хороший. Приемная катушка B содержит 3100 витков изолированной Solvar'ом медной проволоки диаметром 0,0005 дюйма⁵⁶. Для того чтобы уменьшить распределенную емкость катушки, она разделена на секции шириной в 1/2 мм по 225 витков в каждой секции. Центральная секция имеет более сложную конфигурацию, поскольку она расположена вокруг входного отверстия. На частоте 65 кГц при гелиевой температуре индуктивность этой катушки 29 мгенри; распределенная емкость — 23 пф; Q равно 75. Собственная частота ее примерно 200 кГц и сопротивление 157 ом. В цепь катушки включены два провода — один из Evanhom'a длиной 28 дюймов и диаметром 0,002 дюйма, второй из манганина длиной 28 дюймов и диаметром 0,003 дюйма. Таким образом, полное сопротивление цепи в нашем эксперименте при низкой температуре около 500 ом.

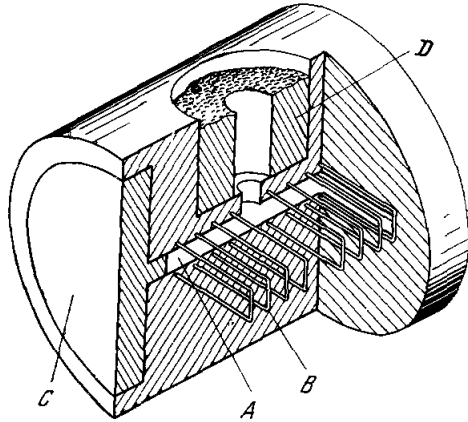


Рис. 4. Вид камеры для магнитных измерений (в разрезе) с соблюдением относительных пропорций.

A — пространство, заполняемое He³, B — приемная катушка (схематически), C — основание пробки, D — нижняя часть главной камеры с соединительным каналом.

причем Q равно 15. Такие параметры катушек дают возможность хорошо принимать эхо-сигналы.

Имеет смысл более подробно описать механическую конструкцию измерительной камеры, изображенной на рис. 4. Габариты ее $8 \times 8 \times 1,2$ мм, в центре сделано отверстие для впуска He^3 . Вокруг нее намотана катушка, содержащая 3000 витков, описанная выше, с небольшим допустимым коэффициентом заполнения. Проволока диаметром 0,0005 дюйма очень непрочна, поэтому изготовление катушки довольно сложно. Основной несущий материал в этой конструкции — эпоксидная смола Eribond 100A. Сначала изготавливается тефлоновый шаблон из круглого стержня внешним диаметром 12,5 мм. Один конец стержня обрабатывается в виде пластины длиной 10 мм, шириной 8 мм и высотой 1,2 мм. Затем на конце круглого стержня делается круглый выступ шириной 1 мм и диаметром 8,5 мм вплотную к пластине, чтобы предусмотреть возможность установки пробки [см. С на рис. 4], которая будет вставлена на глубину 2 мм в готовую камеру. Этот тефлоновый шаблон затем вращается в печи. В то время как пластина покрывается эпоксидной смолой Eribond 100A, в процессе вращения смола застывает. Затем заготовку вынимают из печи и четыре поверхности камеры обрабатываются с тем, чтобы оставить толщину слоя смолы на тефлоновой пластине 1/2 мм, причем с левой стороны, ближайшей к С, размеры увеличены до 6 мм высоты, 9 мм ширины и 1 мм толщины. Длина 8 мм тефлона, покрытого смолой, отсчитывается от этой утолщенной части. На диаметре ~ 10 мм просверлены два аксиальных отверстия диаметром 0,018 дюйма, через которые пропущены два медных провода диаметром 0,005 дюйма. Эти провода должны быть припаяны непосредственно за утолщенной частью к медной проволоке 0,005 дюйма, из которой изготовлена катушка. В центре одной из поверхностей камеры 8×8 мм просверлено отверстие диаметром 1,5 мм только на глубину слоя смолы. В это отверстие вклеена трубка из той же смолы, внутреннего диаметра 1 мм и такой же высоты. Соединение сделано с помощью эпоксидной смолы Eribond 121. После того как смола Eribond 121 застынет, в это отверстие вставляется тефлоновый цилиндр диаметром 1 мм и высотой 3 мм, с круглой шляпкой радиусом примерно 1 мм, чтобы облегчить процесс намотки. Теперь можно приступить к намотке. К одному из медных проводов диаметром 0,005 дюйма припаявается, используя как можно меньше припоя, проволока 0,0005 дюйма. Затем она обматывается несколько раз вокруг утолщенной части во избежание обрыва, после этого начинается намотка. После того как катушка намотана, второй ее конец припаявается ко второму проводу 0,005 дюйма. Из центрального отверстия удаляется тефлоновый цилиндр и заменяется другим тефлоновым цилиндром диаметром 6 мм, у которого один конец уточен так, чтобы его можно было вставить в отверстие 1 мм. Эта тефлоновая пробка точно подходит под внешний диаметр изготовленной камеры. Затем входные отверстия проводов 0,005 дюйма заклеиваются каплей смолы Eribond 121. Затем конструкция помещается в тефлоновую форму с внутренним диаметром 12,5 мм и форма заполняется смолой 100A. После того как смола затвердеет, камера вынимается из формы и удаляется тефлоновая пробка. Затем боковое отверстие рассверливается до требуемого диаметра, так чтобы подогнать его к основанию G (рис. 3).

Остальная часть установки сконструирована и собрана следующим образом. Диаметр трубы H, которая соединяет объем A с измерительной камерой, должен быть как можно больше, чтобы уменьшить тепловое сопротивление между ними. С другой стороны, он должен быть как можно меньше, чтобы нерабочий объем He^3 был минимальным и чтобы уменьшить теплоприток снаружи через граничное капиллярное сопротивление. Диаметр 2,2 мм является компромиссным. Считая, что соединяющая труба имеет длину 4 см, получим, что характерное время для данного отношения изучаемого объема к объему CMN примерно равно $\tau = 3T^2 \text{ сек} (10^{-3} \text{ }^\circ\text{K})^2$. Отношение теплового сопротивления столба He^3 к капиллярному сопротивлению R_w стенок можно вычислить, используя величину капиллярного сопротивления, приведенную Андерсоном и др.⁶ для эпоксидных стенок. Эта величина есть $R_w A T^3 = 3 \cdot 10^{-6} \text{ сек} \cdot \text{см}^2 \text{ }^\circ\text{K}^4/\text{эрг}$, где A есть площадь поверхности. Сопротивление R_c столба He^3 равно примерно $2,1 T \text{ сек}/\text{эрг}$, сопротивление же, обусловленное стенками, $\sim 10^{-6} T^{-3} \text{ сек} \text{ }^\circ\text{K}^4/\text{эрг}$. Следовательно, $R_c/R_w = 2 \cdot 10^6 T^4 \text{ }^\circ\text{K}^{-4}$. При температуре $10^{-2} \text{ }^\circ\text{K}$ тепловое сопротивление столба составляет примерно 2% от сопротивления стенок. Следовательно, можно считать, что при $10^{-2} \text{ }^\circ\text{K}$ и ниже все измеряемые объемы — He^3 и соединяющая труба — будут иметь одну и ту же температуру, в то время как стенки будут находиться при существенно другой температуре.

Заметим, что на основе этой конструкции можно проводить измерения теплопроводности He^3 при низких температурах. Измерения Андерсона и др.¹⁸ теплопроводности He^3 не могли быть продолжены при температурах ниже $3 \cdot 10^{-2} \text{ }^\circ\text{K}$ в обычной теплопроводной камере, которая у них использовалась, поскольку капиллярное сопротивление концов камеры стало велико по сравнению с тепловым сопротивлением самого He^3 . В установке, состоящей из двух больших объемов He^3 , соединенных узкой трубкой, тепловое сопротивление He^3 в трубке можно измерить без учета поверхностного сопротивления, последовательно соединенного с термостатом. Следовательно, такая конфигурация вполне пригодна для низкотемпературных измерений.

В экспериментах по теплоемкости отношение объема к массе CMN составляет $0,44 \text{ см}^3/\text{г}$. Об этой величине необходимо сказать следующее. Объем, содержащий CMN, есть правильный круглый цилиндр с диаметром и высотой $15,6 \text{ мм}$. Порошок CMN в этом объеме упакован более плотно, чем в камере для измерения теплоемкости; в результате отношение полного объема He^3 к массе CMN достигло $0,28 \text{ см}^3/\text{г}$. В экспериментах по измерению D и χ принципиально не существенно, чтобы вся смесь CMN — He^3 находилась при одинаковой температуре, как это имело место при измерениях теплоемкости. Можно надеяться, что наиболее низкую конечную температуру можно достигнуть, используя более плотную упаковку CMN.

Механическая конструкция отсека G , содержащего CMN и соединяющую трубку, подобна конструкции камеры для измерения теплоемкости. Пространство внутри coil-foil B заполнено блоком эпоксидной смолы, предварительно изготовленным и обработанным по размерам рис. 3. Чтобы обеспечить центровку при окончательной обработке, в верхнюю часть вставляется латуновый стержень, меньший по диаметру, чем изготавливаемая камера для CMN. В противоположный конец, который сначала изготовлен с запасом по длине, вставлена небольшая латуновая шпилька, также помогающая при центровке. За исключением этих отверстий, сделанных для стержня и шпильки, цилиндр из смолы 100А — целиковый, диаметр его около основания 7 мм (см. рис. 3). На латуновый стержень надета тефлоновая трубка с внешним диаметром немного большим, чем пробка F , которая должна закрыть камеру. Снаружи эта конструкция покрывается затем равномерно хорошо изолированными Formex'ом медными проволочками диаметром $0,002$ дюйма в количестве 3600 штук; они укладываются параллельно оси стержня, а затем плотно обвязываются хлопчатобумажной нитью. Первые 1200 проволочек соединены с одной стороны вместе и спаяны в виде плоской пластины (см. выше). Она позже припаяется к нижнему концу Q цинкового теплового ключа. Остальные медные проволочки имеют длину 30 см и использованы для создания контакта с тепловой защитой O . Тонкий лист тефлона обертывается вокруг проволочек, когда они проходят через тефлоновую трубу. После этого вся конструкция размещается горизонтально на вращающемся устройстве в печи, и проволочки пропитываются смолой Eribond 100А. После этого конструкция помещается в тефлоновую форму, и диаметр ее доводится до величины, несколько большей окончательной. После застытия смолы форма удаляется и внешний диаметр доводится до желаемой величины, причем для центрирования служат латуновый стержень и шпилька. Затем цилиндр зажимается в станок, стержень и шпилька высверливаются, и цилиндр обрабатывается на станке до внешних и внутренних размеров, указанных на рис. 3. Измеряемый объем приклеивается к дну G с помощью смолы Eribond 121. На верхнее основание соединительной трубки H помещается тонкий фильтр из хлопчатобумажной ваты, а в верхнюю камеру набивается порошок CMN. В пробку F вклеивается с помощью смолы 100А капроникелевая трубка, подводящая He^3 , внешний диаметр $1/64$ дюйма. Эта пробка вставляется на свое место в G и приклеивается смолой Eribond 121. Затем пробка K приклеивается той же смолой, так что после этого можно проверить устройство на вакуум.

Механическое соединение между измерительной камерой и главным охладителем сделано с помощью стержня N из эпоксидной смолы 100А. Теплоизоляция достигнута тем, что высверлен участок 45 мм длиной и 10 мм внешнего диаметра, так что оставшиеся стенки имеют толщину 1 мм . Чтобы обеспечить теплоизоляцию He^3 , были предприняты две меры, которые оказались полезными. Прежде всего, боковые стенки камеры были посажены на тепловой контакт при помощи медных проволочек B и P с тепловой защитой, состоящей из пасты, содержащей $7,5 \text{ г}$ порошка CMN и $4,6 \text{ г}$ жидкости Dow-Corning 200 ⁵⁷ вязкостью 20 000 сантистоксов.

Способ подсоединения медных проволочек показан на рис. 3. Угольный термометр, не показанный на рисунке, находится в контакте с этой пастой. Внешняя поверхность закрыта майларовым листом так, чтобы она оставалась сухой. Дальнейшее улучшение было достигнуто тем, что вся нижняя секция установки была закрыта тепловой защитой L , состоящей из трех слоев coil-foil, окрашенной смесью Dag 7031. Вокруг камеры и защиты намотана спираль M диаметром $0,02$ дюйма, которая служит для теплоизоляции от защиты L . Эта защита связана тепловым контактом в области S при помощи coil-foil B с хромовыми квасцами U . Верхний конец S цинкового ключа R соединен с 3000 медных проволочек диаметром $0,002$ дюйма, изолированных Formex'ом, которые собраны в виде 8 coil-foil шириной $1/2$ дюйма B и находятся в контакте с хромовыми квасцами, как показано на рис. 3.

2. Катушки и электронная аппаратура. Поле H_0 создается двумя цилиндрическими катушками, расположенными снаружи азотного дьюара. Они содержат каждая по 100 витков медной, хорошо изолированной Formex'ом проволоки диаметром $0,102$ дюйма. Катушки имеют средний диаметр $39,2 \text{ см}$, среднее расстояние между ними $25,4 \text{ см}$. Отклонение от правильной геометрии было неизбежным из-за отсутствия пространства вокруг криостата. Эти катушки создают поле в центре 3781 гс/а . Возникающий градиент вдоль оси H_0 при отклонении от геометрического центра в направлении H_0 на расстояние, равное половине длины измерительной

камеры, $G_{H_0} = 1,1 \cdot 10^{-3} H_0 \text{ см}^{-1}$, что дает градиент примерно $0,02 \text{ гс/см}$ при имевшей место в эксперименте напряженности $18,5 \text{ гс}$. Источником тока для катушек служил регулируемый выпрямитель модели Керсо KS-36-30M, управляемый двумя выносными 10-ступенчатыми потенциометрами — грубой и точной установки тока. О токе можно было судить по измерениям падения напряжения на шунте $0,1 \text{ ом}$ с потенциометром К-3 типа Л или N. Нужный градиент поля G создавался устройством из двух катушек со встречными полями. Они располагались снаружи гелиевого дьюара при температуре жидкого азота; расположение их витков показано на рис. 5. Это устройство было разработано Хартом. Для создания однородного градиента надо иметь $a/R = 1,5998$, $h/R = 1,9674$, что дает для градиента по оси z в центре $G = 0,9858 NI/R^2 \text{ см} \cdot \text{гс/ампервиток}$, где N равно числу витков в каждой катушке. В настоящем эксперименте $R = 6,14 \text{ см}$, $N = 19$ витков, $G = 0,497 \text{ Г гс/см} \cdot \text{а}$. Для этой конфигурации, первая из производных $(\partial^n G / \partial z^n)_{z=0}$ не равна нулю при $n = 4^{58}$.

Радиочастотная катушка W , которая создает поле $2H_1$, намотана в один слой, имеет диаметр $3,2 \text{ см}$ и длину 3 см ; она содержит 79 витков медной хорошо изолированной Fogtsex'ом проволоки диаметром $0,010$ дюйма. Эта катушка создает поле в центре $2H_1 = 22,6 \text{ Г гс/а}$. Она намотана на устройстве из ряда coil-foil V , расположенном, как показано на рис. 3. Coil-foil электрически заземлены с помощью медного провода, припаянного к верхнему краю V , так что создают фарадеевскую защиту, а также имеют тепловой контакт с внутренней поверхностью защиты $\text{He}^4 X$ (см. рис. 3). Эта часть аппарата прикрепляется при комнатной температуре к крышке Y , которая закрывает защиту He^4 и изолирует защиту X от ванны при 4° К с помощью нейлоновой прокладки Z .

Катушки взаимной индукции геометрически подобны описанным выше (часть С, раздел III) катушкам для экспериментов по измерению теплоемкости. Единственное отличие состоит в том, что число витков в первичных оставлено тем же. Хотя эти катушки расположены вблизи радиочастотных катушек, никакого вредного взаимного влияния не обнаруживается.

Ток для импульсных катушек снимается с выхода усилителя, ко входу которого подключен сигнал-генератор General Radio типа 805C. Импульсные и синусоидальные сигналы вырабатывались генераторами типа Tektronix 160. Усилители использовались те же самые, что и ранее. Электроника описана в статье Андерсона

Рис. 5. Расположение катушек, создающих поле с однородным градиентом.

и др. ²¹ и еще более подробно в работе ⁵⁹. Для увеличения соотношения сигнал — шум служит LC-фильтр с добротностью около 50, поставленный между последним усилителем и осциллоскопом типа Tektronix 531.

В экспериментах по спиновому эхо при измерениях D требуются 90° - и 180° -импульсы с фиксированным коротким интервалом между ними. Через переменный интервал времени вслед за ними следует второй 180° -импульс. 90° -импульс выбран длительностью примерно 300 мксек . В этом случае число колебаний в импульсе достаточно, чтобы избежать значительного ухода частоты, несмотря на случайность начальной фазы ⁶⁰. Соответствующая величина для $2H_1$ равна примерно $0,5 \text{ гс}$. Градиент G выключается на протяжении каждого импульса, поскольку он может привести к изменению H_0 вдоль образца на величину, сравнимую с амплитудой H_1 , и, следовательно, исказит импульс.

После настройки приемной катушки и LC-фильтра на частоту сигнального генератора настраивается аппарататура спин-эхо в следующем порядке. Поле $2H_1$ устанавливается с помощью импульсного тока, примерно равного вычисленному значению, соответствующему ширине импульса. Затем амплитуда свободного затухания индукции вслед за 90° -импульсом фотографируется, измеряется и вычерчивается как функция тока, создающего поле H_0 . После этого устанавливается поле H_0 , соответствующее этим измерениям. Затем меняется импульсный ток, причем этот ток и свободное затухание индукции фотографируются и выбирается такая величина импульсного тока, которая дает максимальную амплитуду свободного затухания индукции. Импульсный ток и H_0 потом фиксируются и подбирается ширина 180° -импульса с помощью фотографирования величины свободного затухания индукции вслед за одиночным 180° -импульсом. Ширина импульса подбирается такой величины, которая соответствует нулевой величине свободного затухания индукции. После такой настройки вся электронная аппаратура, которая питается от стабилизированного источника, работает стабильно много дней подряд, причем режимы импульсных генераторов и усилителей изменяются всего на несколько процентов.

Во время экспериментов нам мешали наводки на частотах 50—75 кгц , не стабильные по частоте. Мы предполагаем, что эти наводки исходили из выпрямителей высокого напряжения радиочастоты, питающих осциллоскопы. Поэтому мы старались сделать наилучшее заземление всех частей установки.

Прибором для измерения времени служил калиброванный генератор типа Tektronix 180A. Коэффициент усиления усилителей измерялся сравнением сигнала, подающего на осциллограф непосредственно, и сигнала с выхода усилителя, ослабленного (но той же величины) аттенуатором осциллографа. Были сделаны также абсолютные измерения с помощью калиброванного сигнала осциллографа. Остаточный градиент в измерительной камере, найденный из положения первого нуля свободно затухающей ядукции, при нулевом внешнем градиенте оказался примерно $0,02 \text{ гс/см}$. Эта величина совпадает с ожидаемой, учитывая неоднородность поля H_0 .

Е. Проведение эксперимента

Сразу после заливки жидкого He^4 в главный сосуд, но до того, как заполнен испаритель He^4 , делается калибровка магнитного термометра. Небольшое количество газа He^3 напускается внутрь камеры, но потом кран в линии He^3 закрывается, в противном случае отсчет температуры сползает, поскольку He^3 конденсируется медленно. Калибровка проводится при откачке главного сосуда измерением взаимоиנדукции измерительных катушек как функции $1/T$; при этом T определяется по давлению паров жидкого He^4 . Калибровка производится в области значений $1/T$ от 0,46 до 0,9 $^\circ\text{K}^{-1}$. Требуется около 200 μ обменного газа He^4 . Калибровочные точки обычно ложатся на прямую линию с разбросом меньше, чем 1%.

По крайней мере один раз была снята зависимость взаимоиנדукции от $1/T$ в каждой установке для размагничивания при температуре жидкого азота. Иногда в таком эксперименте обнаруживается некоторое остаточное намагничение. Обычно от него избавлялись установкой новых катушек взаимоиנדукции или чистой этой части установки. Эта проблема, несомненно, связана с тем, что вблизи катушки случайно оказываются различного рода магнитные примеси.

После завершения магнитной калибровки в главном сосуде снова устанавливается атмосферное давление и обменный газ He^4 откачивается. Электрические нагреватели по 200 ом расположены на хромовых квасцах, на железных квасцах и на испарителе He^3 . Напряжение от одного до трех вольт подводится к каждому нагревателю, и остаточное давление обменного газа He^4 в установке измеряется с помощью течеискателя Veeco MS9/A. Когда скорость течи гелия установится ниже некоторой величины, определяемой электрически, нагреватели выключаются. К этому времени температура размагничивающей аппаратуры — около 10°K .

Затем He^4 напускается в испаритель He^4 и откачивается до 1°K . He^3 конденсируется, затем можно открыть испаритель, так что начинается процесс охлаждения размагничивающей установки. На протяжении примерно получаса размагничивающая установка охлаждается до температуры ниже 2°K . К этому времени главный соленоид и соленоид CMN поставлены на место, в главном соленоиде поле поднимается до максимального значения и в дальнейшем поддерживается благодаря сверхпроводимости. Охладитель He^3 продолжает охлаждать установку. В начальной стадии намагничения необходимо такое большое охлаждение, что приходится открыть на некоторое время игольчатый кран He^3 и впускать He^3 в систему. Около 1°K камера наполнится He^3 из стеклянного баллона, содержащего газ. Когда температура достигнет значения около $0,8^\circ\text{K}$, скорость теплопритока станет настолько мала, что установка в таком состоянии может находиться длительное время. Процесс намагничения продолжается до тех пор, пока температура не уменьшится

примерно до $0,28^{\circ}\text{K}$. На это уходит от 12 до 18 часов. He^3 прекращают напускать в испаритель последние несколько часов, поскольку в области около $0,3^{\circ}\text{K}$ требуется примерно 1 час, чтобы температура установки установилась в полностью заполненном He^3 испарителе. Мы хотим подчеркнуть, что очень важно выждать, пока температура намагничения станет как можно меньше. Вслед за намагничением начинается первая стадия адиабатического размагничения. Важно добиться того, чтобы процесс размагничивания был изэнтропическим. Поэтому поле уменьшается небольшими шагами с большими периодами квазиравновесия между ними, что контролируется по показаниям угольных термометров. Режим размагничивания приведен в табл. III. Этот режим был получен эмпирическим уменьшением тока небольшими порциями, наблюдением времени теплового равновесия и затем уменьшением этого времени насколько возможно. Особенно важен последний отрезок времени, примерно 7 часов. Если его укоротить, это приведет к более быстрому начальному разогреву после второй стадии размагничивания, вероятно, это соответствует более высокой температуре перед второй стадией размагничивания. Об этом эффекте мы подробно расскажем, когда будем обсуждать эксперимент по измерению теплоемкости. Описанная процедура постепенного размагничивания вызвана тем, что необратимое возрастание энтропии ΔS_i двух тел, которые приведены в тепловой контакт при начальной разности температур $\Delta T \ll T$, относится к ΔS — абсолютной величине сопутствующего изменения энтропии в каждом из этих тел, как $\Delta S_i/\Delta S \approx \Delta T/T$. В настоящем эксперименте $\Delta T/T$ составляло менее 10%, за исключением очень низких температур, когда энтропия He^3 много меньше, чем энтропия хромовых квасцов.

Режим второй стадии размагничивания с помощью CMN показан в табл. IV. Этот режим был найден, когда были получены времена установления равновесия в экспериментах по измерению теплоемкости при

Таблица III

Режим размагничивания
основного соленоида

От	До	Интервал времени
15 000 гс	10 000 гс	0,4 часа
10 000	5 000 *)	2,3
5 000	2 500	2,7
2 500	1 000	4,0
1 000	500	4,5
500	200	3,0
200	0	2,0
		Интервал при $H=0$ 7,0
		Полный 25,9 часа

*) После достижения 5000 гс поле в CMN-соленоиде устанавливается равным 2700 гс.

Таблица IV

Режим размагничивания
соленоида CMN

От	До	Интервал времени
2700 гс	1800 гс	11 мин.
1800	900	15
900	580	10
580	360	10
360	220	12
220	140	11
140	70	11
70	0	7
		Полный 1 ч. 27 м.

различных температурах. Термодинамический коэффициент полезного действия второй стадии размагничивания можно вычислить, если известна температура непосредственно перед размагничиванием и если в рас-

порядке имеется кривая зависимости энтропии от температуры для CMN в нулевом магнитном поле. В экспериментах по измерению теплоемкости температура, при которой наблюдаемый паразитный теплоприток равен нулю, соответствует примерно $1,4 \cdot 10^{-2}$ °К. Считая, что такова и должна быть температура хромовых квасцов, можно принять, что начальная температура немного больше и равна $1,5 \cdot 10^{-2}$ °К. Пусть начальное значение $S/nR = 0,01$ для CMN и $S_{\text{He}^3} = 7 \cdot 10^6$ эрг/см³ К², как это было найдено в настоящем эксперименте, и пусть для CMN соотношение S и T задано, как в работе Клерка³¹. Для окончательной температуры возьмем наименьшее значение, для которого должно существовать тепловое равновесие. Эта величина равна $\sim 4 \cdot 10^{-3}$ °К в камере для измерения теплоемкости. Такая температура достигается примерно через 30 мин после размагничивания (вполне возможно, что можно было бы взять меньшее значение температуры). Для камеры, в которой изучается диффузия, надо взять начальную температуру равной $3,4 \cdot 10^{-3}$ °К (по диффузионной температурной шкале). Такая температура устанавливается в течение 10–15 мин после размагничивания. Сделав соответствующие поправки, можно пересчитать эту температуру при $H_0 = 0$. Полученное значение для температуры после размагничивания в нулевом поле $\sim 3,2 \cdot 10^{-3}$ °К. Из этих данных можно вычислить значение энтропии для CMN и He³ до и после размагничивания. Результаты сведены в табл. V.

Таблица V

Термодинамический анализ охлаждения системы He³—CMN (T_i и T_f —начальная и конечная температуры, S_i и S_f —начальная и конечная энтропии)

Камера	Масса CMN (г)	V_{He^3} (см ³)	T_i (10^{-3} °К)	$S_i^{\text{He}^3}$ (10^4 эрг/°К)	S_i^{CMN} (10^4 эрг/°К)	S_i (10^4 эрг/°К)	T_f (10^{-3} °К)	$S_f^{\text{He}^3}$ (10^4 эрг/°К)	S_f^{CMN} (10^4 эрг/°К)	S_f (10^4 эрг/°К)	S_i/S_f
Теплоемкость	1,55	0,676	15	7,1	0,2	7,3	4,0	1,9	8,4	10,3	0,71
Коэффициент диффузии	4,11	1,15	15	12,1	0,4	12,5	3,2	2,6	17,9	20,5	0,61

Термодинамический коэффициент полезного действия можно улучшить. Для этого, вероятно, надо существенно снизить паразитный теплоприток. С точки зрения термодинамического к. п. д. лучшие результаты были получены с камерой для измерения теплоемкости, чем с камерой для изучения диффузии. Это, видимо, связано с большой временной константой в диффузионной камере из-за трубки с He³ и из-за плотной упаковки CMN. Наибольшей величины потери достигают, вероятно, в области от $1 \cdot 10^{-2}$ до $1,5 \cdot 10^{-2}$ °К.

Паразитный теплоприток в эксперименте по измерению теплоемкости, когда цинковый выключатель не употреблялся, обычно составляет 0,035 эрг/сек. Лучшие результаты были получены на установке для магнитных измерений, когда паразитный теплоприток был $\sim 0,02$ эрг/сек.

Как установку для измерения теплоемкости, так и установку для изучения магнитных свойств можно приспособить для измерения времени, требуемого для достижения теплового равновесия, если найдена

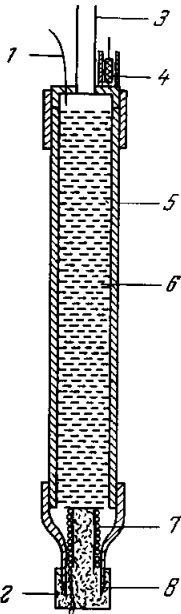


Рис. 6. Очистительная колонка для получения хорошо очищенного He^3 .

1 — входная трубка (внешний диаметр 1/64 дюйма), 2 — смола Eribond 100A, 3 — к насосу He^3 , 4 — угольный термометр (470 ом, 1/2 вт), 5 — медная трубка (внешний диаметр 7/8 дюйма, толщина стенки 1/16 дюйма, длина 6 дюймов), 6 — медные экранирующие диски (~20 проводочек на каждый дюйм), 7 — манганиновый нагреватель 280 ом, 8 — заостренный медный край.

для квазичастиц He^3 . Перегонная колонка, которая использовалась для очистки He^3 , показана на рис. 6.

IV. ИЗМЕРЕНИЯ ТЕПЛОЕМКОСТИ

Все данные по измерению теплоемкости, полученные с помощью двух различных камер, приведены на рис. 7. Достаточно одного взгляда, чтобы убедиться, что данные, полученные на обеих камерах, взаимно согласуются. В частности, видно, что каких-либо особенных явлений при температурах ниже $7 \cdot 10^{-3}$ °К не происходит. Видно также, что примесь He^4 , которая имеется в используемом газе, не влияет на теплоемкость при концентрациях от (2 ± 1) до 50 *ppm*. Воспроизводимость и согласованность экспериментальных данных ниже $8 \cdot 10^{-3}$ °К выглядит

начальная температурная неоднородность. Анализировалось изменение показаний температуры CMN со временем на протяжении и после окончания периода нагревания камеры для измерения теплоемкости. При магнитных измерениях начальная температурная неоднородность создается ступенчатым изменением внешнего магнитного поля H_0 . Из подсчитанных значений временных констант τ получено значение теплового сопротивления, исходя из двухванновой модели, для которой $\tau = RC_3 C_{\text{CMN}} (C_3 + C_{\text{CMN}})^{-1}$, где R — тепловое сопротивление между поверхностями кристаллов и C_3 — теплоемкость He^3 . Исходя из допустимых оценок времени температурной релаксации самого He^3 , можно прийти к заключению, что для всех практических целей He^3 имеет однородную температуру, даже когда он неоднородно нагревается. Этот результат является неожиданным. Прежде всего, величины R , полученные в первой и второй части эксперимента по измерению теплоемкости с поправкой на разное количество CMN, согласуются с величинами, полученными в магнитных экспериментах. Другие значения для R из эксперимента по измерению теплоемкости соответствуют потокам, имеющим место после низкотемпературной очистки камеры. Они примерно в два раза меньше. Величина R меняется примерно как $T^{-0,7}$ между $5 \cdot 10^{-3}$ и 10^{-2} °К, за исключением величин, получаемых для очищенной камеры, которые имеют даже более слабую температурную зависимость. При $5 \cdot 10^{-3}$ °К вычисленное сопротивление примерно в 30 раз меньше, чем сопротивление для границы He^3 — эпоксидная смола. Числовые значения, естественно, зависят от точности определения площади поверхности порошка, но очевидно, что тепловое сопротивление порошка весьма мало. Это очень важно, по крайней мере с точки зрения техники эксперимента. Такое малое тепловое сопротивление между He^3 и порошком CMN можно реализовать при условиях, описанных в разделе II.

Ф. Очистка He^3

Из жидкого He^3 важно удалить примесь He^4 , поскольку последняя может создавать центры рассеяния He^3 . Перегонная колонка, которая использовалась для очистки He^3 , показана на рис. 6.

особенно убедительно, если посмотреть на необработанные данные, пример которых в области температур порядка $5 \cdot 10^{-3}$ °К приведен на рис. 8. На этом графике по оси ординат отложена величина показания моста индуктивностей $\Delta F \sim \Delta (1/T^*)$, а по оси абсцисс время в секундах, прошедшее после окончательного размагничивания в двух различных случаях. Эти данные для теплоемкости были получены при типичных наиболее неблагоприятных условиях. Время, в течение которого тепло поступало из нагревателя, было мало по сравнению с временем, в течение которого полное изменение температуры за счет этого

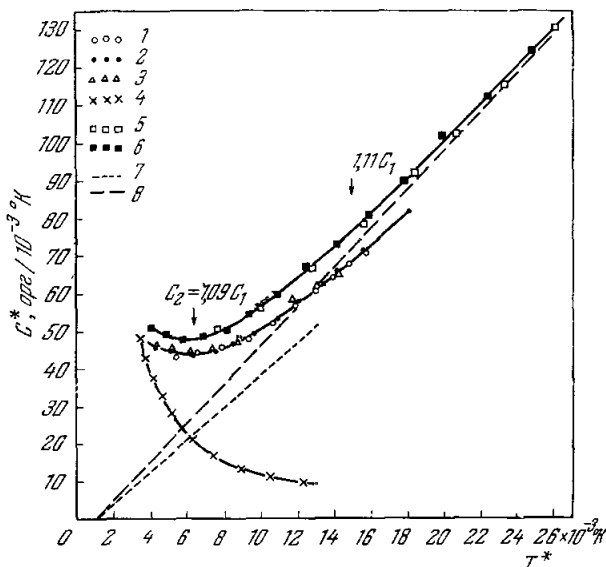


Рис. 7. Сводка данных по измерению теплоемкости.

Измерения в камере 1: 1 — среднее значение для измерений 1 и 2 ($\text{He}^4/\text{He}^3 = 50 \cdot 10^{-6}$, $p = 19,5$ см рт. ст.), 2 — среднее значение для измерений 3, 4 и 5 ($\text{He}^4/\text{He}^3 = (2 \pm 1) \cdot 10^{-6}$, $p = 13,8$ см рт. ст.); 3 — измерение 6 ($\text{He}^4/\text{He}^3 = 22 \cdot 10^{-6}$); 4 — измерение 7 (чистый He^4). Измерения в камере 2: 5 — измерение 8 ($\text{He}^4/\text{He}^3 = (2 \pm 1) \cdot 10^{-6}$, $p = 20,1$ см рт. ст.); 6 — измерение 9 ($\text{He}^4/\text{He}^3 = (2 \pm 1) \cdot 10^{-6}$, $p = 20,1$ см рт. ст.). Усредненные данные после вычитания измеренных или оцененных поправок на фон: 7 — камера 1, 8 — камера 2.

тепла может быть зарегистрировано термометром. Кроме того, изменение температуры, обусловленное паразитным теплопритоком за время, которое необходимо для установления динамического равновесия, сравнимо с изменением температуры, которое обусловлено теплом, поступающим от нагревателя. Если считать, что ход кривых в левых нижних частях графиков экстраполирован правильно, то видно, что в случае 2 время установления равновесия много больше, чем в случае 5. В промежутке между двумя этими экспериментами был откачан гелий с концентрацией 50 ppm. Камера была наполнена при высокой температуре порядка 100°C ; очищена сухим азотом; откачана и очищена с помощью очень чистого He^3 ; затем снова наполнена в высокой степени чистым He^3 . Более короткое время установления равновесия не обусловлено чистотой, так как при последующем измерении 6, когда концентрация He^4 была равна 122 ppm, время установления равновесия также оказалось коротким. Здесь важно то, что различное время установления равновесия имело место при двух измерениях теплоемкости, которые отличались также по количеству притока тепла извне, по

времени, в течение которого был включен нагреватель, и немного отличались по остаточным тепловым потерям. Однако в обоих случаях величина теплоемкости, полученная в результате расчета, находится в хорошем согласии с экспериментальными данными.

Причину, почему при таких плохих условиях были получены хорошие результаты, можно понять, если обратить внимание на скорость паразитного нагревания. В прежней работе Андерсона, Сэлинджера, Стейерта и Уитли по исследованию капицевого сопротивления была

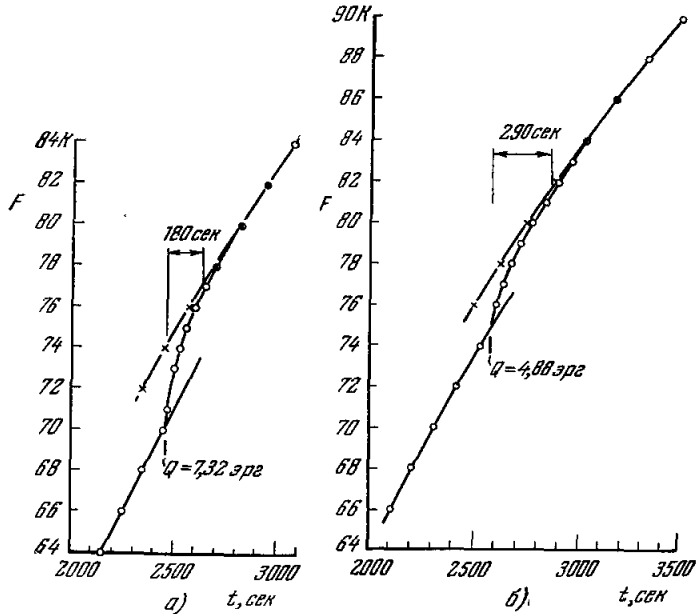


Рис. 8. Примеры экспериментальных данных по измерению теплоемкости.

Показания моста индуктивностей F отложены как функции времени после размагничивания t . $\circ\circ\circ$ — экспериментальные данные, $\times\times\times$ — экстраполяция. а) Измерение 2 ($C = 43,5 \text{ эрг}/10^{-3} \text{ }^\circ\text{K}$, $T = 5,20 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{K}$); б) измерение 5 ($C = 44,0 \text{ эрг}/10^{-3} \text{ }^\circ\text{K}$, $T = 5,01 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{K}$).

использована камера, которая похожа на нашу. Они обнаружили, что паразитный теплоприток, который имеет место при эксперименте, может быть описан формулой

$$\dot{Q} = \Gamma T_{\text{СГК}}^{*4} [1 - (T_{\text{СМН}}^*/T_{\text{СГК}}^*)^4], \quad (19)$$

где $T_{\text{СГК}}^*$ — магнитная температура стенок и $T_{\text{СМН}}^*$ — магнитная температура He^3 и СМН вместе, Γ — константа, зависящая от устройства камеры. Если в настоящем эксперименте скорость паразитного нагревания тоже описывается этой формулой, то теплоемкость по шкале магнитной температуры смеси $\text{СМН} - \text{He}^3$ может быть найдена с точностью до постоянного множителя из хода кривой, описывающей зависимость температуры от времени. Это значит, что

$$\frac{C^*}{\Gamma} = \frac{T_{\text{СГК}}^{*4}}{\dot{T}_{\text{СМН}}^*} [1 - (T_{\text{СМН}}^*/T_{\text{СГК}}^*)^4], \quad (20)$$

где $T_{\text{СГК}}^*$ равна тому значению $T_{\text{СМН}}^*$, при котором $\dot{T}_{\text{СМН}}^* = 0$. Зависимость отношения C^*/Γ от $T_{\text{СМН}}^*$ изображается кривыми на рис. 9.

Она воспроизводит в общих чертах кривую зависимости C^* от T^* , которая изображена на рис. 7. При низкой температуре измеренная величина отношения C^*/Γ (во всяком случае при первых измерениях) быстро растет с увеличением T и изменяется от измерения к измерению. Поскольку величина C^*/Γ обратно пропорциональна скорости изменения температуры $\text{CMN } T^*$, этот быстрый рост соответствует случайному разбросу в начальных условиях, который имеет место до установления равновесия между He^3 и CMN . По мере того как проводились измерения и накапливался опыт в технике размагничивания, этот случайный разброс сказывался в меньшей степени. Это обусловлено двумя техническими усовершенствованиями. Во-первых, в измерениях 1, 2, 3, 4 время, в течение которого к размагничивающей аппаратуре не было приложено никакого поля, а поле, приложенное к CMN , было максимальным, последовательно увеличивалось от 1—2 часов до 7—8 часов. Во-вторых, было увеличено время намагничивания, так что начальная температура перед первой стадией размагничивания была ниже. Эти графики позволяют сделать заключение, что достаточное тепловое равновесие наступало, по-видимому, при температурах, во всяком случае, не выше, чем $4,5 \cdot 10^{-3}$ °К. Было обнаружено также, что при более высокой температуре величина C^*/Γ не зависит от предыстории и, следовательно, паразитный теплоприток зависит от температуры и не зависит от времени.

Согласно рис. 10 паразитный теплоприток мог бы влиять на изменение температуры со временем, чему соответствует кривая А. Назовем ее кривой равновесного течения. Так как паразитный теплоприток не зависит от предыстории, а зависит только от температуры, наклон этой кривой равновесного течения зависит только от температуры и не зависит от времени, при котором устанавливалась эта температура. Теперь предположим, что тепло подводится в течение короткого промежутка времени, начиная с момента t_i , что имело место в настоящих экспериментах. Тогда точка, изображающая на графике температуру, будет сначала двигаться по случайной траектории, но по истечении некоторого времени ($t_f - t_i$) снова установится равновесная скорость течения. После этого кривая зависимости температуры от времени станет подобна кривой А, но будет сдвинута влево по временной оси на фиксированную величину времени. Таким образом, кривая В на рис. 10 в точности повторяет кривую А, но только сдвинута влево по времени на фиксированную величину. Разность температур в определенный момент времени, определяемая кривыми А и В, непостоянна в интервале между t_i и t_f , а указанная температура необязательно равна температуре He^3 . Поэтому, если интервал времени ($t_f - t_i$) недостаточно мал для того, чтобы изменение темпера-

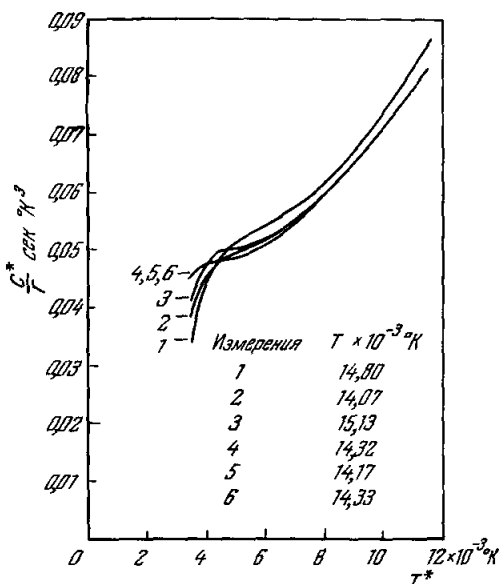


Рис. 9. Эффективные значения теплоемкости как функции магнитной температуры, полученные из кривых постоянного течения (при отсутствии теплопритока извне) в предположении, что поток тепла пропорционален четвертой степени разности температур хромовых квасцов и CMN .

туры, обусловленное внешним нагревателем, за это время было много больше, чем изменение температуры, обусловленное паразитным теплопритоком, неясно, какое изменение температуры нужно отнести за счет работы от внешнего нагревателя. Существует, однако, важное исключение из этого правила. Если тепловой поток через стенки постоянен и если теплоемкость содержимого камеры тоже постоянна, то кривые равновесного течения представляют собой прямые линии, и может быть получена определенная разность температур, даже если наклон кривых равновесного течения достаточно крутой. Это именно та ситуация, которая имела место в низкотемпературной области при наших экспериментах. Паразитный теплоприток совершенно не зависит от температуры CMN до тех пор, пока температура CMN значительно ниже, чем температура

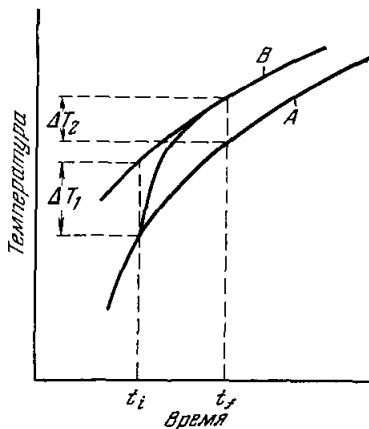


Рис. 10. Возможные экспериментальные значения теплоемкости, показывающие разброс разности температур, обусловленный определенной величиной теплопритока извне.

стенки. Кроме того, по-видимому, справедлив эмпирический закон, что теплоемкость использованной камеры приблизительно постоянна в области температур от 4 до $(8 \div 9) \cdot 10^{-3}$ °К. Действительно, кривые равновесного течения в координатах «температура — время» оказываются прямыми линиями ($\pm 2\%$) на протяжении достаточно больших интервалов времени, так что скачок температуры, обусловленный внешним теплом, определяется хорошо и не зависит сильно ни от скорости остаточного течения, ни от времени установления равновесия внутри камеры.

Вернемся снова к рассмотрению необработанных данных по измерению теплоемкости. Кривая равновесного течения в плоскости (\dot{F}, F) была построена по измеренной кривой зависимости \dot{F} от F . Последняя кривая ясно показывает, при какой величине F смесь He с CMN приходила снова в состояние динамического равновесия, следуя за внешним тепловым импульсом. Начиная с изменяющейся вслед за тепловым импульсом величины (F, t) , такой, что снова устанавливается динамическое равновесие, кривая (F, t) была продолжена в сторону меньших значений времени. Для этого продолжения была использована кривая в плоскости (\dot{F}, F) и соотношение $(F_2 - F_1) = \dot{F}(t_2 - t_1)$. Значение \dot{F} бралось при $F = \frac{F_1 + F_2}{2}$. Будучи использованным для продолжения в область больших времен, этот метод точно предсказывал значения, полученные в эксперименте. На практике для вычисления зависимости изменения температуры от количества поступающего тепла использовалась величина ΔF , соответствующая примерно среднему значению случайных времен, хотя рассчитанная теплоемкость не сильно зависит от того, какой выбрать момент времени.

Сравнение кривых на рис. 7 показывает, что отношение теплоемкостей двух камер при любой температуре близко к константе порядка 1,1. Так как отношение массы CMN к полному объему камеры для обеих камер совершенно одинаково, то эта линейная зависимость между теплоемкостями должна позволить по данным для одной камеры определять соответствующие данные для другой. Небольшой объем камеры 1, который из-за дефекта конструкции не был в хорошем тепловом контакте с основ-

но, обусловленное внешним нагревателем, за это время было много больше, чем изменение температуры, обусловленное паразитным теплопритоком, неясно, какое изменение температуры нужно отнести за счет работы от внешнего нагревателя. Существует, однако, важное исключение из этого правила. Если тепловой поток через стенки постоянен и если теплоемкость содержимого камеры тоже постоянна, то кривые равновесного течения представляют собой прямые линии, и может быть получена определенная разность температур, даже если наклон кривых равновесного течения достаточно крутой. Это именно та ситуация, которая имела место в низкотемпературной области при наших экспериментах. Паразитный теплоприток совершенно не зависит от температуры CMN до тех пор, пока температура CMN значительно ниже, чем температура

стенки. Кроме того, по-видимому, справедлив эмпирический закон, что теплоемкость использованной камеры приблизительно постоянна в области температур от 4 до $(8 \div 9) \cdot 10^{-3}$ °К. Действительно, кривые равновесного течения в координатах «температура — время» оказываются прямыми линиями ($\pm 2\%$) на протяжении достаточно больших интервалов времени, так что скачок температуры, обусловленный внешним теплом, определяется хорошо и не зависит сильно ни от скорости остаточного течения, ни от времени установления равновесия внутри камеры.

Вернемся снова к рассмотрению необработанных данных по измерению теплоемкости. Кривая равновесного течения в плоскости (\dot{F}, F) была построена по измеренной кривой зависимости \dot{F} от F . Последняя кривая ясно показывает, при какой величине F смесь He с CMN приходила снова в состояние динамического равновесия, следуя за внешним тепловым импульсом. Начиная с изменяющейся вслед за тепловым импульсом величины (F, t) , такой, что снова устанавливается динамическое равновесие, кривая (F, t) была продолжена в сторону меньших значений времени. Для этого продолжения была использована кривая в плоскости (\dot{F}, F) и соотношение $(F_2 - F_1) = \dot{F}(t_2 - t_1)$. Значение \dot{F} бралось при $F = \frac{F_1 + F_2}{2}$. Будучи использованным для продолжения в область больших времен, этот метод точно предсказывал значения, полученные в эксперименте. На практике для вычисления зависимости изменения температуры от количества поступающего тепла использовалась величина ΔF , соответствующая примерно среднему значению случайных времен, хотя рассчитанная теплоемкость не сильно зависит от того, какой выбрать момент времени.

Сравнение кривых на рис. 7 показывает, что отношение теплоемкостей двух камер при любой температуре близко к константе порядка 1,1. Так как отношение массы CMN к полному объему камеры для обеих камер совершенно одинаково, то эта линейная зависимость между теплоемкостями должна позволить по данным для одной камеры определять соответствующие данные для другой. Небольшой объем камеры 1, который из-за дефекта конструкции не был в хорошем тепловом контакте с основ-

ной массой He³, был также заполнен He³. Этот дефект не оказал влияния на измерение теплоемкости, однако сделал невозможным определение числа молей He³ в основном объеме He³. Камера 2 не имела этого дефекта. Она содержала $0,0188 \pm 1\%$ молей He³.

Камера 2 была снабжена цинковым тепловым ключом, позволяющим отключать ее от основного холодильника. Поэтому значения теплоемкости для второй камеры относятся к существенно большей температуре, чем соответствующие значения для камеры 1. В последнем случае температура была ограничена величиной, несколько превышающей температуру хромовых квасцов.

При работе с камерой 1 измерения один раз проводились не с He³, а с He⁴. Результаты этих измерений также показаны на рис. 7. Необработанные данные имели ряд неприятных особенностей. Кривые в плоскости (\dot{F}, t) до и после периода нагревания не сливались гладко друг с другом. Кроме того, при более высоких температурах, порядка $(7 \div 8) \times 10^{-3}$ °К, при нагревании на этой кривой возникали различные пики. Оба эти обстоятельства, по-видимому, указывают на недостаточное тепловое равновесие. Наблюдавшиеся тепловые пики обозначают, по-видимому, что благодаря кратковременному перегреву происходила потеря тепла на нагревание окружающей среды. В случае He³ такой эффект невозможен, так как он обладает большей теплоемкостью и теплопроводностью. Поэтому измерения, проведенные только с He⁴, не могут иметь большого значения. Данные, которые при этом получены, не подчиняются закону $1/T^{*2}$, однако некоторые отклонения порядка нескольких $\text{эрг}/10^{-3}$ °К могут быть отнесены за счет теплоемкости нагревателя, которая может быть близкой к теплоемкости константана или манганина, которая была измерена в работ⁶⁴.

При работе с камерой 2 измерения фона, обусловленного CMN или нагревателем, не проводились, но при температуре выше $15 \cdot 10^{-3}$ °К вводилась приближенная поправка. Она состояла в вычитании теплоемкости CMN, которая оценивалась по формуле ³⁰ $CT^2/nR = 6 \cdot 10^{-6}$ °К². Вычитая «измеренный» при работе с камерой 1 фон, а также фон, оцененный при температуре выше $15 \cdot 10^{-3}$ °К при работе с камерой 2, а затем проводя абсолютно прямую линию через полученные точки, мы получаем пунктирные линии, изображенные на рис. 7. В действительности исправленная таким образом кривая для камеры 1 идет ниже пунктирной линии при температурах ниже $(5 \div 6) \times 10^{-3}$ °К. Пунктирная прямая для камеры 2 построена полностью на основе данных выше $15 \cdot 10^{-3}$ °К. Отношение наклонов двух пунктирных линий равно 1,20 вместо величины 1,1, которая ожидалась, как было указано выше. Обе кривые экстраполируются в нуль при $T^* = 1 \cdot 10^{-3}$ °К, как если бы $T = T^* - 1 \cdot 10^{-3}$ °К. Этот результат кажется маловероятным в связи с измерениями коэффициента диффузии, которые обсуждаются ниже.

Зная измеренное в камере 2 число молей He³ ($0,0188 \pm 1\%$) и ход верхней пунктирной линии, и полагая $T = T^* - 1 \cdot 10^{-3}$ °К, находим $C_{\text{He}^3}/nRT = 3,33$ °К⁻¹. Это примерно на 15% больше того значения, которое приводят Андерсон, Риз и Уитли ⁶⁵. Оценка ошибок в определении температуры и измерения числа молей показывают, что маловероятно, чтобы это различие было обусловлено одной из этих причин. Имеется, к сожалению, разногласие с рядом других измерений ⁸⁶, которые дают величину C/nRT в интервале между 2,2 и 2,3 °К⁻¹.

Сравнение с прежними данными Андерсона, Риза и Уитли и просмотр новых данных выше $15 \cdot 10^{-3}$ °К при отказе от каких-либо предположений о температурной зависимости теплоемкости He³ или о фоне приводят к картине, изображенной на рис. 11. На нем показана

зависимость величины C/nRT от T^* , где C — полная теплоемкость и n — число молей He^3 в камере. Видно, что в прежних данных величина C/nRT непрерывно увеличивается с уменьшением температуры. Новые значения определенно больше прежних примерно на 10%. Оценка фона в новых экспериментах приводит к уменьшению соответствующих значений по сравнению с точками на кривой C/nRT примерно на 6% при $15 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{K}$. При этой температуре точки опускаются вниз до значения $3,05$ — $3,10 \text{ }^\circ\text{K}^{-1}$. Таким образом, с экспериментальной точки зрения нельзя считать точно установленным, что теплоемкость He^3 линейно зависит от температуры

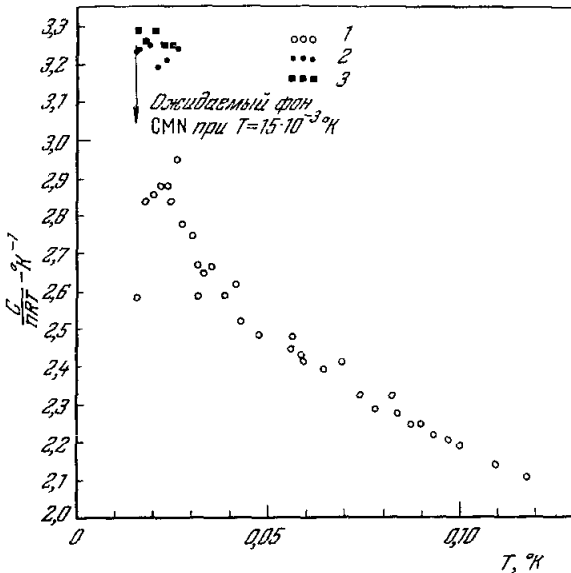


Рис. 11. Сводка данных, показывающих зависимость величины C/nRT , где C — полная теплоемкость камеры, от магнитной температуры выше $15 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{K}$. Сюда включены все данные для He^3 при низком давлении, полученные в нашей лаборатории. 1 — данные Андерсона, Риза и Уитли ($p \approx 12 \text{ см рт. ст.}$); 2, 3 — последние данные, полученные авторами (2 — измерение 8, 3 — измерение 9; $p = 20,1 \text{ см рт. ст.}$).

значения C^* . Это не приводит к постоянному значению величины Γ . Однако при $1 \cdot 10^{-2} \text{ }^\circ\text{K}$ оказывается, что $\Gamma = 7 \cdot 10^5 \text{ эрг/сек} \cdot \text{град}^4$. Считая, что тепло одинаково хорошо передается через всю внутреннюю поверхность стенок, получаем $\Gamma/A = 10^5 \frac{\text{эрг}}{\text{сек} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{K}^4}$. При температуре $5 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{K}$ величина Γ/A на 30% больше, чем при температуре $1 \cdot 10^{-2} \text{ }^\circ\text{K}$. Если зависимость от температуры является кубической, то соответствующее тепловое сопротивление между He^3 и эпоксидными стенками $R = 2,5 \cdot 10^{-6} T^{-3} \text{ сек} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{град}^4/\text{эрг}$. В прежней работе Андерсона и др. ¹⁷ численный коэффициент оказался равным $3 \cdot 10^{-6}$.

При измерениях с He^4 в камере 1 также была предпринята попытка определить граничное теплосопротивление. Сравнивая кривые C^*/Γ для He^3 и He^4 при $7,3 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{K}$, находим, что $R_4 \approx 2R_3$. В одном эксперименте, когда измерялась разность температур, созданная с помощью постоянного потока внешнего тепла, было найдено, что при $\dot{Q} = 0,246 \text{ эрг/сек}$ температура изменяется от $14,7 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{K}$ до $26,6 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{K}$. При этом средняя температура равна $20,7 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{K}$. Это соответствует

даже при $15 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{K}$, хотя новые значения величины C/nRT между $15 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{K}$ и $25 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{K}$ зависят от температуры значительно слабее, чем прежние, и их разброс меньше. Можно заметить, что обнаруженная зависимость C/nRT от температуры отличается от предсказанной Рихардсом ⁶⁸ на основе теории ферми-жидкости при конечной температуре. Правда, остается еще возможность, что зависимость фона от температуры является более сильной, чем дают использованные здесь оценки.

Обсуждаемые эксперименты дают также некоторую дополнительную информацию о капиллярском граничном теплосопротивлении. Из кривой значений величины C^*/T можно получить величину Γ , подставляя измеренные

$\dot{Q} = 5,4 \cdot 10^5 (T_{\text{Hot}}^4 - T_{\text{Cold}}^4) \text{ эрг} \cdot \text{град}^4 / \text{сек}$. Как было отмечено выше, соответствующий численный коэффициент для He^3 равен $7 \cdot 10^{-5}$. Следовательно, оба упомянутых метода оценки капицевого сопротивления между эпоксидными сленками и He^4 приводят к соотношению $R_4 > R_3$ при температурах, меньших чем $20 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{K}$, хотя в экспериментах с He^4 нельзя пренебречь теплосопротивлением объема He^4 в порошке CMN.

Приведенные выше результаты можно сравнить с результатами работы Андерсона и др. ⁶, в которой было измерено тепловое сопротивление на границе между медью и He^3 или He^4 при низком давлении и температурах выше $6 \cdot 10^{-2} \text{ }^\circ\text{K}$. Отношение R_4/R_3 всегда было меньше единицы, но при температурах ниже $1 \cdot 10^{-1} \text{ }^\circ\text{K}$ оно начало быстро увеличиваться с уменьшением температуры. Поэтому возможно, что результаты всех перечисленных экспериментов согласуются и что отношение $R_4/R_3 > 1$ при температурах ниже, чем $2 \cdot 10^{-2} \text{ }^\circ\text{K}$. Следовательно, может быть, как отмечено в работе ⁶, при очень низких температурах величина R_4 достигает значения, которое было теоретически предсказано Хатагичиковым ¹⁹, в то время как величина R_3 остается в 5,5 раза меньше того значения, которое было вычислено недавно ²².

С точки зрения результатов настоящей работы результат, полученный Пешковым, вызывает недоумение. Однако последующее обсуждение позволяет нам теперь полагать, что его пик в теплоемкости связан с неудачной постановкой эксперимента. Детальное описание установки Пешкова читатель может найти в его работе. Между его и нашим устройствами имеется существенное различие. Во-первых, отношение объема He^3 к массе охладителя CMN у нас $0,445 \text{ см}^3/\text{г}$, в то время как у Пешкова $0,080 \text{ см}^3/\text{г}$. Таким образом, в его экспериментах было на каждую единицу массы CMN в 5,6 раза меньше He^3 . По этой причине у него была значительно большая охлаждающая емкость и фон калориметра, чем в нашем эксперименте. Во-вторых, характерный размер зерен в нашей камере от 100 мк до 200 мк, тогда как в камере Пешкова этот характерный размер равен 10 мк. В-третьих, в нашей камере He^3 нагревался с помощью внутреннего нагревателя, который был расположен в центре в рыхлом порошке, так что было возможно хорошее тепловое равновесие внутри камеры. Мы никогда не наблюдали температурных пиков любого рода в нашей установке, хотя угольный термометр был помещен в He^3 , так что любой такой температурный пик мог бы быть обнаружен. Камера Пешкова нагревалась с помощью внешнего электрического источника тепла или с помощью гамма-лучей. В обоих случаях он обнаруживает температурные пики при подаче тепла на внешнем угольном термометре, хотя эти пики в случае нагревания с помощью гамма-лучей меньше, чем при использовании электрического источника тепла. В-четвертых, в нашем эксперименте калибровка температурной шкалы производилась с помощью CMN при температурах между 1 и 2° K и наш CMN во время сборки аппаратуры постоянно оставался при комнатной температуре. Температурная шкала Пешкова определялась на основе предположения, что минимум магнитной температуры, которая может быть достигнута с помощью порошка CMN, равен $3,2 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{K}$, согласно результатам работы Даниельса и Робинсона ³⁰. Кроме того, возможно, что при подготовке его камеры порошок CMN находился в течение короткого промежутка времени при температуре, значительно превышающей комнатную.

Чтобы понять результаты Пешкова, рассмотрим недостаток его экспериментов, который он подчеркивает в своей статье. Этот дефект состоит в потере тепла. Было измерено изменение температуры ΔT в результате передачи определенного количества тепла Q . Теплоемкость определялась по формуле $C = Q/\Delta T$. Однако если при этом происходила

частичная утечка тепла, например, через механическую опору или тепловой ключ, то в уравнение для определения теплоемкости подставлялась слишком большая величина Q . В результате получалась слишком большая теплоемкость. Чем больше потери тепла, тем больше будет кажущаяся величина теплоемкости.

Пешков провел со своей камерой ряд экспериментов. В одном из них камера была наполнена только жидким He^4 . Измеренная удельная теплоемкость росла с уменьшением температуры. Затем около 5% объема было заполнено He^3 . Пешков получил замечательный результат, что при этом теплоемкость камеры уменьшалась. Объяснение этого эффекта было связано с потерями тепла. Считалось, что He^3 способен быстрее поглощать подаваемое извне тепло. В результате общие потери тепла уменьшались настолько, что вопреки увеличению истинной теплоемкости, вычисленная теплоемкость уменьшалась. Затем камера была целиком наполнена He^3 и кривые теплоемкости, которые были получены после вычитания теплоемкости CMN в среднем, согласовывались с соответствующими кривыми, которые были получены при более высоких температурах в работе Андерсона и др.¹⁷. Заметим, что позднее было обнаружено, что последняя работа кое в чем неправомерна из-за ошибки, внесенной при калибровке термометра благодаря присутствию вредных магнитных примесей. Таким образом, та часть результатов Пешкова, которая соответствует высоким температурам, в среднем дает такую величину C/nRT , которая примерно в 4/3 раза меньше значения, полученного в нашем эксперименте. При более низких температурах на кривой теплоемкости им был обнаружен выброс, который при нагревании с помощью электрического источника тепла оказался значительно больше, чем при нагревании с помощью гамма-лучей. В случае, когда вся камера была наполнена He^3 , также имел место паразитный теплоприток, но соответствующее количество тепла было оценено с помощью весьма произвольного метода, основанного на том, что теплоемкость He^3 при температуре $3,5 \cdot 10^{-3}$ °К полагалась равной нулю.

Коль скоро существуют тепловые потери, то для возникновения такого выброса в кривой теплоемкости требуется лишь, чтобы в области выброса происходила большая потеря тепла, чем в соседних областях. Рассматривая этот процесс с точки зрения характерного времени, которое необходимо для установления теплового равновесия в системе He^3 — CMN, видим, что если это время проходит через максимум в области $(5 \div 6) \times 10^{-3}$ °К, то промежуток времени, в течение которого может происходить утечка тепла, определяемый продолжительностью неравновесного состояния, которое возникает в период нагревания, увеличивается. При этом будет обнаружен выброс в измеренной теплоемкости. Используя формулу, определяющую характерное время τ через тепловое сопротивление $\tau = \frac{RC_1C_2}{C_1+C_2}$, где C_1 может относиться к He^3 , а C_2 к CMN, мы обнаруживаем, что величина R для нашей камеры, по-видимому, изменяется в области температур от 5 до $10 \cdot 10^{-3}$ °К немного медленнее, чем T^{-1} , в то время как на основе теории капицевого сопротивления мы ожидали закон изменения T^{-3} . Отношение $\frac{C_1C_2}{C_1+C_2}$ изменяется при низких температурах как T , а при высоких — как T^{-2} , и имеет максимум, когда C_1 примерно равно C_2 . Таким образом, можно ожидать, что величина RC имеет максимум при температуре более низкой, чем та, для которой теплоемкости одинаковы. Это именно тот максимум, который нашел Пешков. Так как пик в теплоемкости, замеченный Пешковым, был при использовании электрического источника тепла значительно больше, чем при

нагревании с помощью гамма-лучей, и так как тепловые пики наблюдались в обоих случаях, мы делаем вывод, что этот пик обусловлен некоторым механизмом, похожим на тот, который был здесь описан, а не каким-либо фундаментальным свойством исследуемого вещества.

Мы полагаем, что хороший контакт между He^3 и зернами CMN, обнаруженный Пешковым, свидетельствует о малой величине граничного теплового сопротивления, что наблюдали и мы, а не о возникновении сверхтекучести.

Что касается термометрии, то мы чувствуем, что, возможно, у Пешкова имеется ошибка также в методе калибровки его термометра. Его метод основан на предположении, что минимальная температура, которая может быть достигнута при использовании сферы с порошком CMN, равна $3,2 \cdot 10^{-3}$ °К. Это предположение основано на эксперименте Даниельса и Робинсона с монокристаллом, имеющим форму эллипсоида. Неясно, будет ли максимум восприимчивости порошка этой сильно анизотропной соли, взаимодействие которой имеет резко выраженный дипольный характер, таким же, как у монокристалла, поскольку необходимо внести соответствующую поправку в величину g -фактора. Теперь предположим, что $T_p^* = fT_i^*$, где T_p^* — магнитная температура согласно Пешкову, а T_i^* — правильная магнитная температура и f — множитель. Тогда мы видим, что правильное отношение C/nRT в f^2 раз больше того значения, которое было измерено Пешковым при высоких температурах. Мы уже отмечали, что согласно нашей последней работе $f^2 = 4/3$, в то время как согласно работам ^{66, 67} $f^2 = 1$. Следовательно, если температурная шкала Пешкова была прокалибрована с помощью его измерений теплоемкости вблизи $10 \cdot 10^{-3}$ °К, то согласно работам ^{66, 67} указанная им температура, при которой возникает сверхтекучесть, должна быть оставлена без изменения, а согласно нашей работе должна была бы уменьшиться до $4,8 \times 10^{-3}$ °К. В любом случае эта температура остается существенно выше $3,5 \cdot 10^{-3}$ °К — нижнего предела для магнитных измерений, которые были нами описаны. Уместно также отметить, что наша наиболее низкая температура при измерениях теплоемкости была равна $1,99 \cdot 10^{-3}$ °К, а при магнитных измерениях — равна $3,17 \cdot 10^{-3}$ °К в поле, равном 18,5 гс. Ни в одном из этих случаев камера не находилась в состоянии внутреннего равновесия.

V. ИЗМЕРЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТОВ ДИФФУЗИИ ВОСПРИИМЧИВОСТИ И ВРЕМЕНИ СПИН-РЕШЕТОЧНОЙ РЕЛАКСАЦИИ

Объяснение экспериментов, в которых было обнаружено спиновое эхо, читатель может найти в статье Андерсона и др. ²¹. Важно то, что отношение последовательных амплитуд спинового эха подчиняется уравнению (18). Используя это уравнение и экспериментальные данные, можно вычислить коэффициент диффузии D . В нашем эксперименте процессы с характерным временем T_2 не приводят к заметному ослаблению эха за время наблюдения. Ядерная восприимчивость χ может быть измерена косвенным способом без приложения градиента G . Для измерения величины χ может быть достаточно определения свободного затухания индукции, если остаточные градиенты достаточно малы. Однако узкие импульсы эха в этом отношении лучше, так как при этом можно измерять действительный максимум сигнала. При этих измерениях температура изменялась медленнее, чем при всех предыдущих, а увеличение отношения объема, занятого CMN, к объему He^3 по сравнению с экспериментами по измерению теплоемкости позволило при магнитных измерениях получить более низкую температуру, так что оказалось возможным произво-

дить измерения при температурах ниже $4 \cdot 10^{-3}$ °К на протяжении более чем часа и при температурах ниже $10 \cdot 10^{-3}$ °К — на протяжении свыше 12 часов. Значения величин D и χ были получены в основном, из двух серий измерений. Первые были проведены при давлении He^3 , равном 26,8 см, а второе — при 14,6 см рт. ст. В обоих случаях примесь He^4 в используемом газе составляла (2 ± 1) ppm.

В промежутках между измерениями величин χ и D производились измерения T^* . Переменное магнитное поле, приложенное к CMN, оказывает серьезное влияние на эхо, а также приводит к некоторому нагреванию, которое наблюдалось вначале при работе с любой из наших камер. Измерение коэффициента D представлено на пяти фотографиях при градиенте G , параллельном H_0 , и пяти фотографиях при G , антипараллельном H_0 .

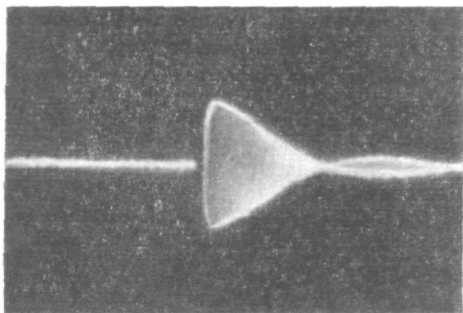


Рис. 12. Затухание свободной индукции в жидком He^3 при $T = 3,45 \cdot 10^{-3}$ °К в постоянном поле 18,5 гс и отсутствии внешнего градиента.

Величина большого деления равна 10 мсек. Эта фотография сделана при наиболее низкой температуре, которая была получена в наших экспериментах.

Амплитуды импульсов эха и расстояния между ними получены непосредственно из фотографии с помощью измерения по шкале, имеющей деления через каждые 0,02 дюйма. Одно эхо может быть отделено от другого с точностью до нескольких тысячных дюйма, что соответствует, по крайней мере, процентной точности при измерениях времени. Измерения амплитуды эха являются более трудными как из-за влияния шумов, так и в связи с недостаточной четкостью следа на осциллокопе. Шкала времени на осциллокопе линейна по времени во всей изучаемой области с точностью до 1%. Большинство снимков сделано с недодержкой, чтобы было возможно более детально рассмотреть происходящий процесс. К счастью, некоторые из них позволяют продемонстрировать характер и качественную сторону экспериментальных данных. На рис. 12 показано свободное затухание индукции при температуре $3,45 \cdot 10^{-3}$ °К в отсутствие градиента, при частоте 60 кгц и внешнем поле, равном 18,5 гс. Это наименьшая температура, при которой было произведено фотографирование. Каждое большое деление на этой фотографии соответствует интервалу в 10 мсек. Нагревание обусловлено остаточными градиентами поля в камере, и соответствует градиенту порядка 20 мгс/см. Незасвеченная область соответствует интервалу времени, в течение которого усилитель насыщен поданным импульсом. Сигнал свободной прецессии, как видно из фотографии, начинается с величины, меньшей чем максимальная, и быстро возрастает. Здесь имеют место своеобразные биения с другими настроенными элементами в тракте усилителя. Этот эффект исчезает при более высоких температурах. На рис. 13 показана типичная фотография из числа тех, которые использовались для измерения восприимчивости. Эта фотография была сделана при температуре $4,1 \cdot 10^{-3}$ °К и при отсутствии градиента внешнего поля. Слева направо незасвеченные

В некоторых случаях есть разница между измеренными значениями G при этих двух направлениях градиента, но в основном систематического различия нет. В этих экспериментах отношение сигнал — шум хуже, чем во всех предыдущих, поэтому эти данные менее достоверны, чем те, о которых шла речь выше.

Амплитуды импульсов эха и расстояния между ними получены непосредственно из фотографии с помощью измерения по шкале, имеющей деления через каждые 0,02 дюйма. Одно эхо может быть отделено от другого с точностью до нескольких тысячных дюйма, что соответствует, по крайней мере, процентной точности при измерениях времени. Измерения

места соответствуют 90°-импульсу, первому 180°-импульсу и второму 180°-импульсу. Относительная восприимчивость получена из амплитуды сигнала, который следует за первым 180°-импульсом. Каждое большое деление соответствует интервалу времени, равному 10 мсек. Из сравнения амплитуд первого и второго эхо видно, что за соответствующее время происходит очень малое диффузное затухание. На рис. 14 показана типичная фотография для определения коэффициента самодиффузии. Эта фотография была сделана при температуре $4,0 \cdot 10^{-3}$ °К и приложенном извне градиенте, равном $0,199$ гс/см. Каждое большое деление снова соответствует интервалу времени в 10 мсек. Незасвеченная часть осциллограммы обусловлена одним 90°-импульсом и двумя 180°-импульсами. Биения имеют вид $(\gamma G a t)^{-1} \sin(\gamma G a t)^{-1}$ и обусловлены сигналами от различных частей камеры. Ослабление второго эха обусловлено самодиффузией.

Обнаружено, что с точностью до экспериментальных ошибок $\ln(h_2/h_1)$ пропорционален $(t_2 - t_1)^3$.

Мы думаем, что этот эффект связан с техникой эксперимента. Он был обнаружен также во всех предыдущих работах. График зависимости $\ln D$ и $\ln \chi$ от $\ln T^*$ приведен на рис. 15. Видно, что данные могут быть очень хорошо описаны законом $1/T^{*2}$, хотя более тщательное рассмотрение показывает, что этот закон в данном случае выполняется не так точно, как в работе Андерсона, Риза, Сарвински и Уитли²⁰. Изучение кривой относительной восприимчивости как функции T^* показывает, что эта величина постепенно падает. При изменении температуры от $30 \cdot 10^{-3}$ до $3,5 \cdot 10^{-3}$ °К она уменьшается примерно на 6%. Подобное явление было обнаружено и в предыдущих экспериментах. Мы думаем, что оно, несомненно, обусловлено постановкой эксперимента. Предполагается, что этот эффект обусловлен небольшим изменением (уравнение (17)) полного

постоянного магнитного поля H_0 в той области, где находится экспериментальная камера, что связано с дипольным моментом CMN. Как отмечалось в части D.1 раздела III, при той геометрии и массе CMN, которые характерны для используемой камеры, в области, занимаемой камерой, при температуре $4 \cdot 10^{-3}$ °К возникает чрезвычайно малое поле величины порядка $2,2 \cdot 10^{-3} H_0$, обусловленное CMN и направленное противоположно внешнему полю. Как отмечалось в части D.2, в процессе настройки

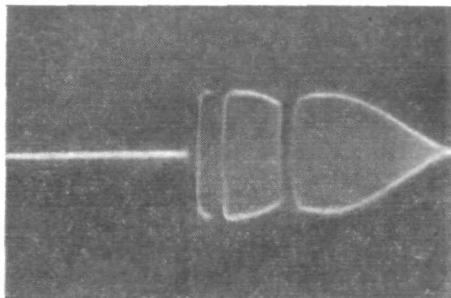


Рис. 13. Характерная фотография, которая использовалась для определения относительной ядерной восприимчивости, $T = 4,1 \cdot 10^{-3}$ °К.

В отличие от рис. 12, здесь имеются еще два 180°-импульса.

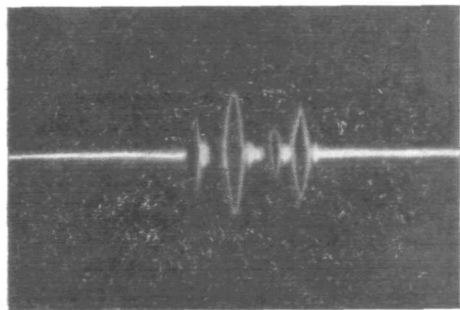


Рис. 14. Характерная фотография, которая использовалась для определения спиновой диффузии $T = 4,0 \cdot 10^{-3}$ °К.

В отличие от рис. 12, здесь имеется градиент внешнего поля порядка $0,199$ гс/см, приложенного параллельно постоянному полю. Ослабление второго эхо-импульса по сравнению с первым обусловлено самодиффузией в He².

аппаратуры для измерения спинового эха амплитуда кривой свободного затухания индукции вычерчивается как функция приложенного поля H_0 . Настройка производилась при температуре от $100 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{K}$ до $200 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{K}$. Исследование кривой зависимости амплитуды от поля H_0 показало, что если при высоких температурах поле попадает точно в резонанс, то небольшое изменение этого поля на величину $2,2 \cdot 10^{-3}$ приведет к уменьшению амплитуды на $(4 \div 6)\%$. Это примерно равно тому уменьшению, которое наблюдалось при измерении относительной восприимчивости. Так как

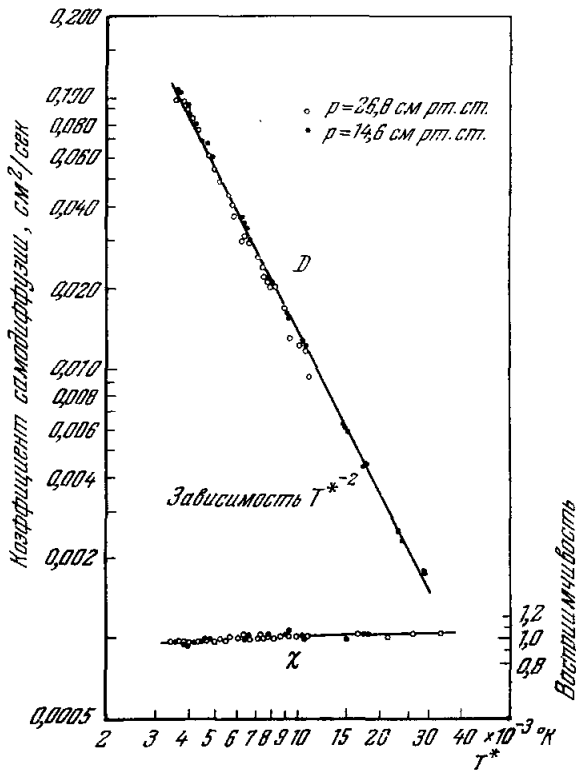


Рис. 15. Зависимость коэффициента самодиффузии и восприимчивости жидкого He^3 при низком давлении от магнитной температуры.

мерительной камере, при температуре $2 \cdot 10^{-2} \text{ }^\circ\text{K}$ это совсем не так. Действительно при температуре, которая значительно превышает $15 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{K}$, тепловое равновесие устанавливается с большим трудом; однако для измерений при давлении $14,6 \text{ см рт. ст.}$ условия оказались чрезвычайно благоприятными, так что удалось получить соответствующие экспериментальные данные, за исключением самых высоких температур вблизи $30 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{K}$.

Если D записать в форме $D = A/T^2$, то величина A в наших экспериментах равна $A = 1,36 \times 10^{-6} \text{ см}^2 \text{ }^\circ\text{K}^2/\text{сек}$, в то время как в экспериментах Андерсона и др.²⁰ при той же самой величине давления соответствующий коэффициент был $1,54 \cdot 10^{-6}$. Мы не в состоянии объяснить различия между этими значениями.

Наши измерения можно интерпретировать как измерения зависимости относительной восприимчивости от коэффициента диффузии, причем T^*

грубая оценка зависимости этого уменьшения от температуры также находится в согласии с предложенным нами объяснением, то мы считаем, что падение относительной восприимчивости действительно обусловлено спецификой постановки эксперимента.

Измерения с помощью нашей аппаратуры при температурах выше $10 \times 10^{-3} \text{ }^\circ\text{K}$ более сомнительны, так как она принципиально предназначена для работы при температурах $10 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{K}$ и ниже. Учитывая, что временная константа для аппендикса примерно равна $300 \left(\frac{T}{10} 10^{-3} \text{ }^\circ\text{K}\right)^2 \text{ сек}$ и что отношение теплосопротивления столба He^3 к теплосопротивлению окружающих стенок равно $2 \cdot 10^{-2} \left(\frac{T}{10} 10^{-3} \text{ }^\circ\text{K}\right)^4$, видим, что в то время как

при $10^{-2} \text{ }^\circ\text{K}$ есть хороший контакт между He^3 в камере с CMN и He^3 в из-

рассматривается только как параметр, необходимый для того, чтобы полученные данные коррелировали между собой. Если полученные данные интерпретированы в этом смысле, то не возникает вопроса, связанного с тепловым равновесием, который, по-видимому, можно поставить при анализе эксперимента по определению удельной теплоемкости. Однако весьма вероятно, что при тех превосходных условиях, которые были созданы в нашем эксперименте ниже 10^{-2} °К, вопрос о недостаточности теплового равновесия между порошком CMN и измеряемым объемом He^3

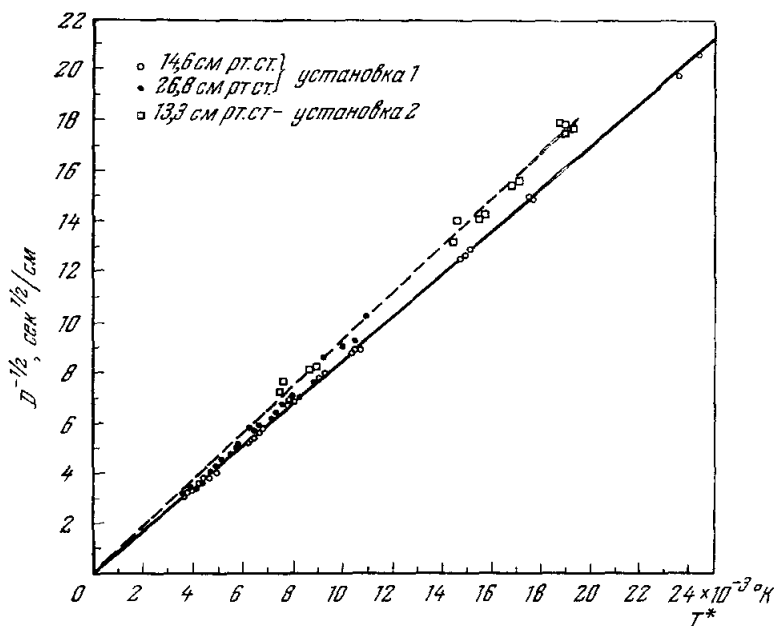


Рис. 16. Зависимость $D^{-1/2}$ при низком давлении He^3 от магнитной температуры.

снимается. Из экспериментальных данных с очевидностью следует, что ни резкого падения коэффициента диффузии, ни резкого спада восприимчивости не наблюдается, хотя теории, основанные на сверхтекучести He^3 , предсказывают эти явления. В самом деле, данные вплоть до самых низких температур укладываются довольно хорошо в зависимость $D = A/T^{*2}$. Следовательно, по этим данным, так же как и по данным по измерению удельной теплоемкости, можно заключить, что выше $3,5 \cdot 10^{-3}$ °К при низком давлении не происходит перехода He^3 в сверхтекучее состояние. Согласно теории ферми-жидкости коэффициент диффузии должен быть пропорционален $1/T^2$, где T — температура в градусах Кельвина. Следовательно, температура Кельвина должна быть пропорциональна единице, деленной на корень квадратный из коэффициента диффузии. На рис. 16 мы вычертили $D^{-1/2}$ как функцию от T^* . Первоначальной целью построения этой кривой было убедиться, действительно ли $T = T^* - \Delta$, где Δ — зависящая от формы образца константа, фигурирующая в эксперименте в CMN при несферических образцах. Если соединить экспериментальные точки прямой линией, то эта прямая проходит через начало системы координат. Таким образом, оказывается, что $\Delta = 0$. Этот результат надо сравнить с результатами измерений теплоемкости, в которых было найдено, что если удельную теплоемкость He^3 аппроксимировать прямой при температурах ниже $2,5 \cdot 10^{-2}$ °К, мы получим $T = T^* - 10^{-3}$ К. Следовательно, как обсуждалось в предыдущей главе, предположение,

что удельная теплоемкость линейна по T при температурах ниже $2,5 \times 10^{-2}$ °К, не является точным. Из рис. 16 можно видеть, что при низких температурах T и T^* отличаются постоянно примерно на 10^{-1} °К, причем T меньше T^* . Это согласуется с анализом Клерка³¹, хотя разброс экспериментальных данных не позволяет произвести точного сравнения результатов.

Температуры, определенные из $T \sim D^{-1/2}$, могут дать только верхний предел действительной температуры, поскольку любой механизм рассеяния, складываясь с механизмом рассеяния квазичастиц, приведет к уменьшению D по сравнению с величиной $1/T^2$. Следовательно, этот верхний предел для наименьшей достигнутой в наших экспериментах температуры равен $3,5 \cdot 10^{-3}$ °К.

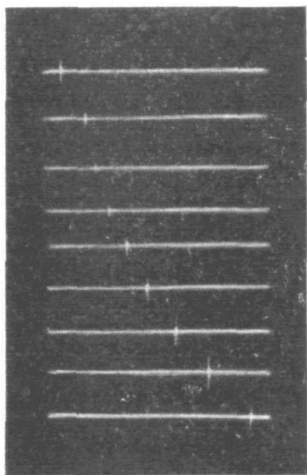


Рис. 17. Характерная фотография, использованная для измерения времени спин-решеточной релаксации, $T = 8,1 \cdot 10^{-3}$ °К.

Девять последовательных линий изображают процесс размагничивания, следующий за 180° -импульсом, который расположен на левой стороне фотографии. Полная длительность развертки равна 5 сек.

На рис. 16 приведены экспериментальные данные по измерению коэффициента диффузии в экспериментах, сделанных с основной целью измерения времени спин-решеточной релаксации, при этом измерения диффузии не были основными. Перед тем как эти эксперименты были сделаны, установка была разобрана и собрана вновь. Полученные величины $D^{-1/2}$ при данной температуре лежат определенно выше, чем данные предыдущих измерений, соответствующих меньшему коэффициенту диффузии. Мы не нашли объяснения этому расхождению. Однако мы испытываем известное беспокойство в связи с тем, что в наполняющей трубке могут образовываться пробки и не исключено, что это может привести к избыточному давлению в камере. Все параметры подаваемых импульсов и режимы настройки электронной аппаратуры были такими же, как и прежде, градиент G , как мы думаем, определялся точно. Мы проверили тщательно градуировку термометра, затем мы еще раз убедились в том, что около катушек нет никаких вредных магнитных веществ.

До сих пор мы не избавились от трудностей, связанных с паразитным теплопритоком, который при этих измерениях был намного больше, чем обычно, из-за вибрационного теплопритока, возникающего, как было установлено, из-за вибрации центрирующего устройства.

Следует заметить, что при измерениях D и χ при очень низких температурах время спин-решеточной релаксации T_1 становится весьма малым — порядка нескольких секунд. Следовательно, пришлось сделать несколько специальных измерений этой величины. При этом использовалась следующая методика: включалась последовательность импульсов, состоящая из 180° -градусного, за которым через переменное время следует 90° -импульс; затем через фиксированный короткий промежуток времени следует второй 180° -импульс. Первый 180° -импульс инвертирует намагниченность. После этого намагниченность релаксирует по экспоненциальной кривой, согласно формуле

$$M_z = M_0 [1 - 2 \exp(-t/T_1)], \quad (21)$$

где M_0 — равновесное значение проекции вектора намагниченности на ось z , вдоль которой направлено поле H_0 . В частности, $M_z = 0$, когда

$t = T_{1/2} = T_1 \ln 2$. В нашем эксперименте были сделаны измерения попеременно $T_{1/2}$ и T^* . Характерные фотографии, иллюстрирующие эту методику, приведены на рис. 17. Для каждого измерения $T_{1/2}$ намагничение было сделано девять раз, с временем намагничения большим, чем $5 T_1$ в каждом случае. Приведенная фотография, в частности, соответствует $T^* = 8,4 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{K}$. Временной интервал между большими делениями равен $1/2 \text{ сек}$. Измеряется временной интервал от левого края развертки до начала эхо-импульса. На этой фотографии видны только

часть свободного затухания индукции и эхо-импульса. Амплитуду эха и соответствующий временной интервал можно было определить с точностью до нескольких процентов. Аппроксимируя кривую амплитуды к $t = 0$, можно найти величину, пропорциональную M_0 , и проверить экспоненциальный характер релаксации. Отклонение от экспоненциального закона обычно никогда не было более, чем несколько процентов. Кривая зависимости $T_{1/2}$ от T^* приведена на рис. 18. Кажется вероятным, что уменьшение $T_{1/2}$ при уменьшении T^* связано с быстро увеличивающейся величиной коэффициента самодиффузии.

Предполагая, что релаксация ядер на стенках наиболее вероятна на стороне $8 \times 8 \text{ мм}$, можно ожидать, что время релаксации определяется параметром l^2/D , где l — половина высоты камеры, равная $0,06 \text{ см}$. При $5 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{K}$ $l^2/D = 0,06 \text{ сек}$, в то время как $T_1 = T_{1/2}/\ln 2 = 2,4 \text{ сек}$, т. е. в 40 раз больше. Следовательно, оказывается, что стены не являются вполне черными в смысле рассматриваемого процесса релаксации. $T_{1/2}$ не обладает простой температурной зависимостью.

Нужно подчеркнуть, что T_1 может оказаться хорошим косвенным указателем температуры в области температур, много меньших, чем достигнутые нами. Когда температура падает, становится все труднее измерять коэффициент самодиффузии, поскольку при этом требуется применять все меньший и меньший градиент поля. Более того, чтобы при понижении температуры предотвратить как влияние стенок на диффузию, так и уширение сигнала эха, приходится делать камеру длиннее. С другой стороны, $T_{1/2}$ можно измерить сравнительно точно и просто. Следовательно, возможно проведение эксперимента, в котором восприимчивость измеряется как функция $T_{1/2}$, даже в том случае, когда трудно измерить D .

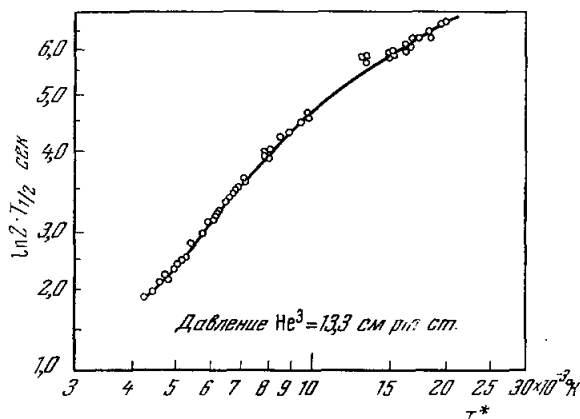


Рис. 18. Зависимость времени, которое требуется для того, чтобы намагниченность, параллельная внешнему полю, достигла нуля после прохождения 180° -импульса, от магнитной температуры.

VI. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из измерений восприимчивости и коэффициента диффузии следует, что при низком давлении вплоть до температуры $3,5 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{K}$ He^3 не переходит в другую фазу. Из измерений теплоемкости и времени спи-решеточной релаксации можно найти, что такого перехода не происходит выше $4 \cdot 10^{-3} \text{ }^\circ\text{K}$. В то же время оказывается, что закон $1/T^2$ для времени

столкновения по теории ферми-жидкости должен выполняться до температуры ниже $5 \cdot 10^{-3}$ °К. Измерение других параметров, в особенности теплопроводности и вязкости, имеет особый интерес в этой области температур и с помощью нашей аппаратуры вполне осуществимо. Далее, теория сверхтекучести He^3 предсказывает⁷¹, что температура перехода выше при более высоком давлении. Следовательно, эксперименты следует провести во всей допустимой области давлений в жидкости.

В настоящем эксперименте в области температур между $(15 \div 25) \times 10^{-3}$ °К значения для C/nRT получались на 5–10% больше, чем в предыдущих экспериментах, и примерно на 50% больше, чем аппроксимированные результаты других авторов. Различие полученных результатов может быть связано с теплоемкостным фоном, который всегда присутствует в теплоемкостной камере той конструкции, которая использовалась в настоящем эксперименте. Возможно проведение другого эксперимента, в котором теплоемкостный фон исключен; необходимо провести окончательный эксперимент такого рода. Считая, что для определения температурной шкалы в градусах Кельвина можно использовать коэффициент диффузии, найдем для правильного кругового цилиндра с порошком CMN, у которого диаметр равен высоте, что T^* почти равно температуре Кельвина, причем отклонение имеет порядок 10^{-4} °К при $3,5 \times 10^{-3}$ °К. Хотя рассмотрение данных по удельной теплоемкости дает как будто бы постоянную разность между магнитной температурой и температурой Кельвина порядка 10^{-3} °К, более подробное рассмотрение температурной зависимости C/nRT показывает, что это условие может не выполняться. Оказывается, что CMN можно применять для получения температур гораздо более низких, чем температура $3 \cdot 10^{-3}$ °К, которую принято считать предельно достижимой с помощью этого вещества. Значит, изучение отношения T^*/T для порошка CMN при более низких температурах в самом деле очень интересно. Такое исследование можно провести с термометром, использующим принцип прецессии ядер. Такой термометр работает лучше, чем термометр, основанный на измерении коэффициента диффузии He^3 .

Описанная установка вполне пригодна для получения и поддержания температур вплоть до $3,5 \cdot 10^{-3}$ °К. После небольшой модернизации ее можно применить для получения значительно более низких температур, необходимых для проведения эксперимента с «нулевым звуком». Далее, He^3 — CMN создают некую температурную ванну (включая термометр), которая имеет малую временную константу и пригодна для проведения экспериментов с другими материалами при очень низких температурах, например, для изучения свойств сверхпроводников, имеющих очень низкую температуру перехода.

Очень интересно, что время спин-решеточной релаксации начинает изменяться более быстро с уменьшением температуры; необходимы дальнейшие эксперименты для изучения этого явления при низких температурах. В низкотемпературной области для определения температуры вместо D лучше использовать T_1 , поскольку коэффициент диффузии D становится очень большим и поэтому трудно измеримым.

Университет штата Иллинойс

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА И ПРИМЕЧАНИЯ

1. Л. Д. Ландау, ЖЭТФ 50, 1058 (1956).
2. A. A. Abrikosov and I. M. Khalatnikov, Reports on Progress in Physics (The Physical Society, London, 1959), vol. 22, p. 329.
3. D. Hone, Phys. Rev. 121, 669 (1961).
4. Д. Д. Ландау, ЖЭТФ 32, 59 (1957).

5. И. Л. Бекаревич, И. М. Халатников, ЖЭТФ 39, 1699 (1960).
6. A. C. Anderson, J. I. Connolly and J. C. Wheatley, Phys. Rev. 135, A910 (1964).
7. B. E. Keen, P. W. Matthews and J. Wilks, Phys. Letts 5, 5 (1963); B. E. Keen and J. Wilks, Proceeding of the Ninth International Conference on Low Temperature Physics, 1964 (to be published).
8. Л. П. Пигаевский, ЖЭТФ 37, 1794 (1959).
9. K. A. Brueckner, T. Soda, P. W. Anderson and P. Morel, Phys. Rev. 118, 1442 (1960).
10. V. J. Emery and A. M. Sessler, Phys. Rev. 119, 43 (1960).
11. J. Bardeen, L. N. Cooper and J. R. Schrieffer, Phys. Rev. 108, 1175 (1957).
12. L. H. Nosanow and R. Vasudevan, Phys. Rev. Letts 6, 1 (1961).
13. P. W. Anderson and P. Morel, Phys. Rev. 123, 1911 (1961).
14. T. Soda and R. Vasudevan, Phys. Rev. 125, 1484 (1962).
15. V. J. Emery, Ann. Phys. 28, 1 (1964).
16. R. Balian and N. R. Werthamer, Phys. Rev. 131, 1553 (1963); А. В. Свиданский, ДАН СССР 153, 1044 (1963).
17. A. C. Anderson, G. L. Salinger, W. A. Steyert, and J. C. Wheatley, Phys. Rev. Letts 6, 331 (1961).
18. A. C. Anderson, G. L. Salinger and J. C. Wheatley, Phys. Rev. Letts 6, 443 (1961).
19. W. R. Abel, A. C. Anderson and J. C. Wheatley, Phys. Rev. Letts 7, 299 (1961).
20. A. C. Anderson, W. Reese, R. E. Sarwinski and J. C. Wheatley, Phys. Rev. Letts 7, 220 (1961).
21. A. C. Anderson, W. Reese, and J. C. Wheatley, Phys. Rev. 127, 671 (1962).
22. J. Gavoret, Phys. Rev. 137, A721 (1965).
23. G. A. Brooker, Proceeding of the Ninth International Conference on Low Temperature Physics, 1964 (to be published).
24. В. П. Пешков, ЖЭТФ 46, 1510 (1964); Proceedings of the Ninth International Conference on Low Temperature Physics, 1964 (to be published).
25. A. C. Anderson, G. L. Salinger and J. C. Wheatley, Rev. Sci. Instrum. 32, 1110 (1961).
26. J. I. Connolly, W. R. Roach and R. E. Sarwinski (to be published).
27. N. Phillips, Phys. Rev. 134, A385 (1964).
28. A. H. Cooke, H. J. Duffus and W. P. Wolf, Phil. Mag. 44, 623 (1953).
29. T. L. Estle, H. R. Hart, Jr., and J. C. Wheatley, Phys. Rev. 112, 1576 (1958).
30. J. M. Daniels and F. N. H. Robinson, Phil. Mag. 44, 630 (1953).
31. D. de Klerk, Handbuch der Physik (Springer — Verlag, Berlin, 1956), vol. 15, p. 117.
32. R. P. Hudson, R. S. Kaeser and H. E. Radford, Proceeding of the Seventh International Conference on Low Temperature Physics (University of Toronto Press, 1961), p. 100.
33. R. H. Ruby, H. Benoit and C. D. Jeffries, Phys. Rev. 127, 51 (1962).
34. P. L. Scott and C. D. Jeffries, Phys. Rev. 127, 32 (1962).
35. J. H. van Vleck, Phys. Rev. 59, 724 (1941).
36. A. R. Miedema and K. W. Mess, Physica 30, 1849 (1964).
37. D. L. Mills, Phys. Rev. 133, A876 (1964).
38. F. R. Nash, Phys. Rev. Letts 7, 59 (1961).
39. Cryogenic Systems Department, Westinghouse Electric Corporation, Box 8606, Pittsburgh, Pennsylvania, 15221.
40. 30 pounds test braided nylon line NO, 6030, South Bend Tackle Company, Chicago 45, Illinois.
41. Bentley — Harris Manufacturing Company, Conshohocken, Pennsylvania.
42. Furane Plastics, 4510 Brazil Street, Los Angeles, California.
43. «Coil-foil» состоит из 30 слоев хорошо изолированной Formex[®] ом медной проволоки диаметром 0,002 дюйма, намотанной на большой барабан по 25 витков на каждый дюйм и проклеенной смесью толуола (25%), спирта (25%) и лака G. F. 7031 (50%).
44. A. C. Anderson, W. Reese and J. C. Wheatley, Rev. Sci. Instrum. 34, 1386 (1963).
45. James E. Biddle Company, 1316 Arch Street, Philadelphia, Pennsylvania.
46. Speer Resistor Division, Speer Carbon Company, Bradford, Pennsylvania.
47. W. C. Black, Jr., W. R. Roach and J. C. Wheatley, Rev. Sci. Instrum. 35, 587 (1964).
48. J. C. Wheatley, Rev. Sci. Instrum. 35, 765 (1964).
49. Acheson Colloids Company, Port Huron, Michigan.
50. Federal Insulation Company, 549 West Randolph, Chicago, Illinois.

51. Wilbur B. Driver Company, 1875 McCarter Highway, Newark 4, New-Jersey.
52. № 21-1 Silver Print, G. C. Electronics Company Rockford, Illinois. Измерения John. I. Connolly восприимчивости этой краски показали, что в области гелиевых температур зависящая от температуры восприимчивость 1 г краски составляла 0,19 восприимчивости 1 г CMN. Сопротивление, подобное тому, которое использовалось в камере для измерения теплосмкости, имеет отрицательную температурную зависимость восприимчивости. Величина последней эквивалентна восприимчивости 0,02 г CMN.
53. Crotronics Inc., West Main Street, High Bridge, New-Jersey.
54. W. R. A b e l, A. C. A n d e r s o n and J. C. W h e a t l e y, Rev. Sci. Instrum. 35, 444 (1964).
55. H. Y. C a r r and E. M. P u r c e l l, Phys. Rev. 94, 630 (1954).
56. Rea Magnet Wire Company, East Pontiac Street, Fort Wayne, Indiana.
57. Electronics Products Division, Dow-Corning Corporation, Midland, Michigan.
58. Подобный же набор катушек, предназначенный для получения однородного поля, при значениях $a/R = 2,1077$ и $h/R = 3,3108$ создает в центре поля $H = 0,7544 NI/R \frac{гс \cdot см}{ампер \cdot виток}$. Для первой из величин $\partial^n H_z / \partial z^n$, не равной нулю, $n = 4$. Измерения, выполненные с катушкой с указанными параметрами, показали, что с точностью 0,5% поле H_z в начале системы координат $(x/R, y/R, z/R)$ равно значениям поля H_z в точках $(0,35; 0; 0)$; $(0; 0,33; 0)$; $(0; 0; 0,26)$, и с точностью до 1% равно значениям поля H_z в точках $(0,48; 0; 0)$; $(0; 0,37; 0)$; $(0; 0; 0,32)$.
59. W. R e e s e, University of Illinois, Ph. D. thesis, 1962.
60. H. R. H a r t, Jr., University of Illinois, Ph. D. thesis, 1960.
61. D. O. E d w a r d s and J. G. D a u n t, Phys. Rev. 124, 640 (1961).
62. D. F. B r e w e r and J. R. G. K e y s t o n, Phys. Letts 1, 5 (1962).
63. V. P. P e s h k o v and K. N. Z i n o v ' e v a, Reports on Progress in Physics (The Physical Society, London, 1959), vol. 22, p. 504.
64. J. C. H o, H. R. O'N e a l and N. E. P h i l l i p s, Rev. Sci. Instrum. 34, 782 (1963).
65. A. C. A n d e r s o n, W. R e e s e and J. C. W h e a t l e y, Phys. Rev. 130, 495 (1963).
66. M. S t r o n g i n, G. O. Z i m m e r m a n and H. A. F a i r b a n k, Phys. Rev. 128, 1983 (1962).
67. D. F. B r e w e r and J. R. G. K e y s t o n, Nature 191, 1261 (1961).
68. P. M. R i c h a r d s, Phys. Rev. 132, 1867 (1963).
69. H. M. X a л a г и н к о в, ЖЭТФ 22, 687 (1952).
70. A. C. A n d e r s o n, G. L. S a l i n g e r, W. A. S t e y e r t and J. C. W h e a t l e y, Phys. Rev. Letts 7, 295 (1961).
71. A. M. S e s s l e r, Proceeding of the Second Symposium on Liquid and Solid Helium Three (Ohio State University Press, Columbus, 1960), p. 81.
72. P. W. A n d e r s o n, Physics 2, 1 (1965).
73. B. M. A b r a h a m, D. W. O s b o r n e and B. W e i n s t o c k, Phys. Rev. 98, 551 (1955).

Примечание переводчиков

Недавно была опубликована небольшая заметка А. В. Андерсона*), в которой обращается внимание на следующее важное обстоятельство. Во время как обнаруженная на эксперименте температурная зависимость ряда величин, например, коэффициентов восприимчивости и диффузии, хорошо согласуется с теоретическими предсказаниями, которые были сделаны на основе рассмотрения He^3 как ферми-жидкости, анализ экспериментальных данных, которые приведены на рис. 11 настоящего обзора, показывает, по мнению автора, что температурная зависимость теплоемкости He^3 , которая является одним из наиболее важных и хорошо экспериментально исследованных свойств, характеризующих систему, противоречит той, которую предсказывает теория, если считать He^3 ферми-жидкостью. Андерсон приводит график (рис. 1*), на котором собраны наиболее известные и точные экспериментальные данные о температурном ходе теплоемкости He^3 при низком давлении. Основываясь на этих данных, он делает вывод, что линейная зависимость теплоемкости от температуры, которую предсказывает теория ферми-жидкости, не имеет места для He^3 в изученной температурной области.

Автор указывает, что основная часть имеющихся в настоящее время экспериментальных данных в действительности может быть описана с помощью эмпирической формулы

$$C/nRT = 1,00 + 0,50 \ln 1/T. \quad (1^*)$$

*) См. журнал «Physics — Physique — Физика» 2 (№ 3), 3 (1965).

Автор подчеркивает, что для объяснения этого факта существуют три возможности. Первая заключается в том, что этот результат является следствием систематической экспериментальной ошибки, которая могла возникнуть из-за неправильного учета

теплоемкости CMN или непредвиденной погрешности в использованной температурной шкале. Это относится, прежде всего, к работе, изложенной в настоящем обзоре. Вторая состоит в том, что, может быть, при более низких температурах все же восстановится линейная зависимость теплоемкости от температуры. Эту возможность нельзя исключить полностью, однако автору она кажется весьма сомнительной, так как, по его мнению, для этого нет никаких теоретических оснований. Третья возможность состоит в том, что He³ в действительности вообще не является фермижидкостью. Автор подчеркивает, что это не означает крушения всей теории, а скорее указывает на то, что вклад в собственную энергию, обусловленный какими-то коллективными возбуждениями, имеет непредвиденную сингулярную форму. Он указывает также, что уравнение (1*) не приводит к нарушению третьего закона термодинамики, однако в этом случае зависимость энтропии от температуры при низких температурах является достаточно сильной. Она описывается эмпирической формулой

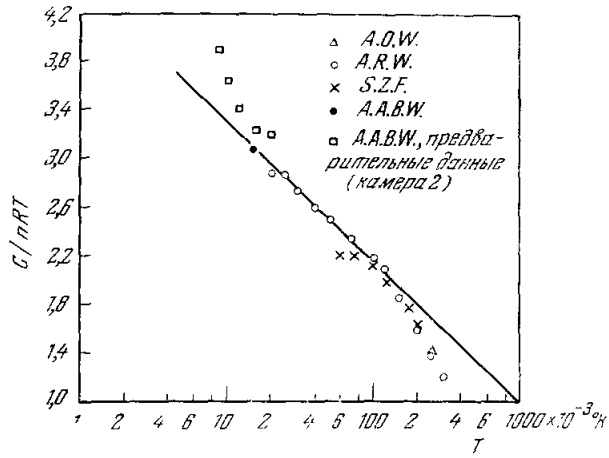


Рис. 1*. Сводка данных, описывающих зависимость величины C/nRT от $\ln T$ при низкой температуре и низком давлении.

A. O. W.—Abraham et al. ⁷⁵; A. R. W.—Anderson et al. ⁶³; S. Z. F.—Strongin et al. ⁶⁶; A. A. B. W.—Abel et al. (настоящий обзор). Прямая линия описывается уравнением (1*). Ошибка для всех точек, кроме соответствующих высокой температуре, не превышает 5%.

$$S(T)/nR = 0,50T \ln(20/T), \tag{2*}$$

которая хорошо согласуется с экспериментом.