

Э.Л.Андроникашвили

«Непосредственное наблюдение двух видов движения в гелии II»

ЖЭТФ **16**, 780 (1946)

НЕПОСРЕДСТВЕННОЕ НАБЛЮДЕНИЕ ДВУХ ВИДОВ ДВИЖЕНИЯ В ГЕЛИИ II

Э. Л. Андроникашвили

1. Явление сверхтекучести гелия, открытое П. Л. Капицей [1], является наравне со сверхпроводимостью наиболее принципиальной проблемой физики низких температур.

В объяснение этого явления Лондон [2] и Тисса [3] ввели понятие о разделении гелия на «сверхтекучую» и «нормальную» компоненты, каждая из которых должна быть представлена определенным числом атомов, (занимающих нулевой или отличный от нуля уровень энергии), зависящим от температуры.

Однако такая модель жидкого гелия передает лишь качественную картину явления протекания гелия через капилляры и оказывается совершенно бессильной, будучи примененной к своеобразным гидродинамическим свойствам He II.

Дальнейшее подробное обследование сверхтекучести гелия II, проведенное П. Л. Капицей [4], дало богатый экспериментальный материал, на основе которого Л. Д. Ландау [5] развил строгую количественную теорию этого явления, также содержащую понятие о сверхтекучей и нормальной массах гелия II. Однако, в отличие от гипотезы Лондона и Тисса в теории Ландау каждой из двух компонент гелия II соответствует не определенное число атомов, а определенный вид движения: потенциальное течение идеальной жидкости или течение вязкой жидкости, обладающей трением.

Не обладая трением, сверхтекучая масса не увлекается движущимся внутри жидкости телом (если отсутствует перемешивание). Наоборот, нормальная масса благодаря обычному трению, увлекается движущимися внутри гелия II телами при всех условиях.

Соотношение между обеими массами при различных температурах было вычислено Л. Д. Ландау. Здесь мы отметим только, что оно меняется от $\rho_n/(\rho_n + \rho_s) = 1$; $\rho_s/(\rho_s + \rho_n) = 0$ в λ -точке до $\rho_n/(\rho_s + \rho_n) = 0$; $\rho_s/(\rho_s + \rho_n) = 1$ при 0°K . ρ_n и ρ_s обозначают нормальную и сверхтекучую плотности. В соответствии с этим, автором теории был предложен очень интересный и эффектный эксперимент, осуществление которого могло бы непосредственно подтвердить наличие сверхтекучей и нормальной масс и на опыте установить температурную зависимость соотношения между ними. Идея этого опыта состоит в следующем: момент инерции сосуда, содержащего гелий II, будет меняться от некоторого максимального значения (момент инерции самого сосуда плюс момент инерции всего заключенного в нем гелия II), которое будет иметь место в λ -точке, до минимального значения при 0°K , когда весь гелий II будет оставаться неподвижным.

Экспериментальному исследованию фундаментального для теории сверхтекучести понятия о «сверхтекучей» и «нормальной» массах и посвящена настоящая работа.

2. Привести гелий в состояние вращения за достаточно короткий промежуток времени, приемлемый по условиям эксперимента, избегнув при этом заметного перемешивания, — задача довольно трудная, благодаря малой вязкости этой жидкости. Для гелия I она равна приблизительно $2 \cdot 10^{-5}$ пуазам. Для осуществления этой задачи расстояния между закручивающимися гелий частями прибора должны быть порядка глубины проникновения λ , которая определяется, как известно, из выражения

$$\lambda = \sqrt{\frac{2\eta}{\rho\omega}}$$

где η — вязкость жидкости, ρ — ее плотность и ω — круговая частота вращения.

Для случая крутильных колебаний с частотой $\omega = 2\pi$ сек.⁻¹ глубина проникновения в гелии I равна всего приблизительно 0,1 мм. Следовательно, расстояния между закручивающимися гелий поверхностями должны быть порядка 0,2 мм. Необходимо иметь в виду, что масса и момент инерции самого прибора должны быть возможно меньшими, так как в противном случае изменения момента инерции самого гелия II, подлежащие измерению, будут весьма незначительны.

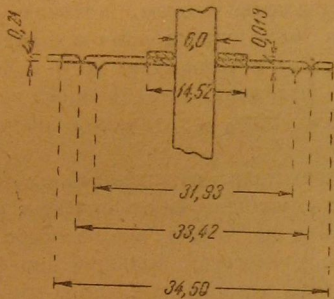


Рис. 1

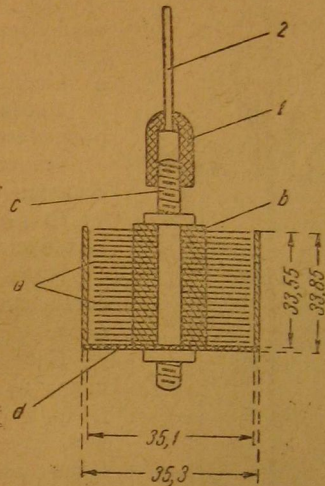


Рис. 2

Принципиальная схема прибора, предназначенного для этой цели, была предложена П. Л. Капицей. Стопка лепестков из алюминиевой фольги толщиной приблизительно 0,013 мм, прослоенная папиросной бумагой, насаживалась на ось и обтачивалась на станке до диаметра 34,5 мм.

Для придания лепесткам необходимой жесткости каждый из них прессовался между матрицей и штампом, с помощью которых на них выдавливался концентрический с осью узкий горбик, высотой 0,21 мм. Матрицы и штампы были двух родов: первая пара выдавливала горбик диаметром 33,42 и шириной 0,39 мм на одной партии лепестков, тогда как другая партия, прессованная во второй паре, имела горбик диаметром 31,93 мм и шириной 0,58 мм (рис. 1).

Рифленные таким образом лепестки в количестве 100 штук насаживались поочередно на полую алюминиевую ось, диаметром 6 мм, опираясь друг на друга горбиками, имевшими одинаковую высоту, но сдвинутыми относительно друг друга по диаметру. В середине лепестки поддерживались алюминиевыми шайбами, толщиной 0,21 мм и диаметром 14,52 мм, которые насаживались на ось поочередно с лепестками. Таким способом обеспечивались нужное расстояние и параллельность между поверхностями — параллельность, сводившая до минимума перемешивание гелия при закручивании прибора.

Сто лепестков *a* и сто шайбочек *b*, собранные в пачку, вставлялись в алюминиевое ведерко *d* с внутренним диаметром 35,1 мм и толщиной стенок 0,1 мм, высотой 33,85 мм и толщиной доньшка 0,3 мм. Ведерко жестко крепилось на общей с пачкой оси *c*. Эксцентricность сборки составляла 0,2 мм. Вес прибора равнялся 16,10 г (рис. 2).

С помощью алюминиевой шапочки 1, извинчивавшейся на конец оси, и связанного с ней прямленного стеклянного стержня 2, длиной 500 мм и диаметром 2 мм, прибор подвешивался на тонкой нити 3 из фосфористой бронзы диаметром 40 μ и длиной 100—120 мм. В верхней части стержня приклеивалось маленькое зеркальце 4, а на его конец надевался с помощью цемента Котинского стальной зажимчик 5 (в который и вставлялся кончик нити), служивший одновременно для закручивания прибора, осуществлявшегося поднесением к зажиму магнита. Другим своим концом нить скреплялась с помощью зажима 6 с металлическим стержнем 7, проходившим сквозь пипенное уплотнение в пробке шлифового шлифа 8.

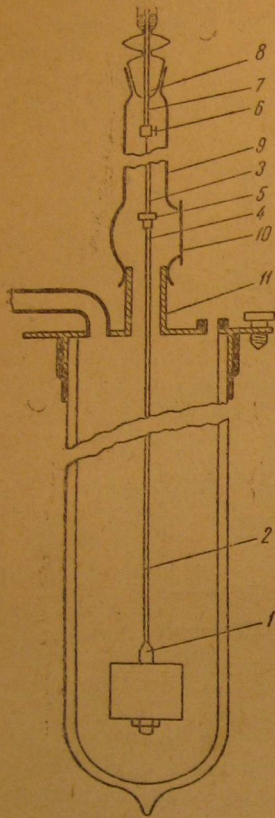


Рис. 3

Пробка шлифа, поддерживавшая всю подвесную систему, опиралась на цилиндрическую стеклянную трубку 9, имевшую плоское окошко 10 и надевавшуюся на впаянную в капку гелиевого дюрара стегбитовую трубку 11, на которой она крепилась в помощью плицина.

Таким образом нить во все время эксперимента находилась при комнатной температуре (рис. 3). Момент инерции подвесной системы (прибор, стеклянный стержень, зажим, аретир) составлял 11,70 г·см² и определялся нами в предварительных экспериментах с точностью до $\pm 0,3\%$.

При этих условиях момент инерции гелия I составлял около 50% от момента инерции прибора.

Свет от осветителя, отраженный от зеркальца, падал на шкалу, удаленную от прибора на 1,5 м. Ширина зайчика не давала возможности отсчитывать деления с точностью, большей чем $\pm 0,5$ мм. С помощью этого устройства было возможно определять декремент затухания, знание которого было необходимо, хотя бы для контроля ламинарности движения.

Естественно, что мы стремились провести эксперимент в таких условиях, когда вся «нормальная» часть жидкости, увлекаемая трением, двигалась бы при закручивании прибора как целое. Поэтому мы выбрали период колебаний возможно большим, порядка 25 сек.

Период отсчитывался по 10 полным колебаниям с помощью секундомера, длительно сверявшегося с секундным сигналом центральных часов Института физических проблем. Измерение периода повторялось каждый раз многократно. Точность измерения периода составляла $\pm 0,08\%$.

3. Для случая, когда глубина проникновения велика по сравнению с расстоянием между вращающимися дисками, как это имеет место в наших экспериментах ($2\lambda \approx 4a$, где a — расстояние между дисками), мы можем вычислить момент инерции или, что то же, массу увлекаемой жидкости, исходя из совершенно элементарных соображений.

Применительно к геометрии описанного прибора мы можем написать простое выражение для момента инерции всей системы:

$$J = J_c + J_{He} = J_c + \int_r^R 2\pi\rho_n a N r^3 dr = \\ = J_c + \frac{\pi}{2} a N \rho_n (R^4 - r^4) = \frac{K}{\omega^2},$$

где J_c — момент инерции (радиус шайбы), ρ_n — момент под

Тогда

здесь ω_0 —

Точное са при на было про полным у рений бо

Однак прилегаю поправка некоторо иметь сл

где $\lambda =$

Как предвари бина пр При это частоте части г (это сп 1,85° К не прев всяком

Неб переход также учитыв лах по

Так (с точн щее пр опреде

4. постро По

не зав гелием мия «

где J_c — момент инерции сосуда, a — расстояние между дисками, N — их число, R — радиус сосуда, r — радиус оси (в нашем случае — радиус промежуточных шайб), ρ_n — плотность «нормальной» компоненты гелия, K — закручивающий момент подвеса на единичный угол и ω — частота колебаний.

Тогда для плотности, участвующей во вращении,

$$\rho_n = \frac{2(K - J_c \omega^2)}{\pi a N (R^4 - r^4) \omega^2} = \frac{2J_c(\omega_0^2 - \omega^2)}{\pi a N (R^4 - r^4) \omega^2},$$

здесь ω_0 — частота колебаний пустого сосуда.

Точное решение гидродинамической задачи (решение уравнения Навье-Стокса при наложении соответствующих нижнему эксперименту граничных условий) было проведено К. А. Тумановым¹ и показало, что поправка, связанная с неполным увлечением жидкости, не превышает 10%. Так как погрешность измерений больше этой величины, то мы ею при вычислении ρ_n не пользовались.

Однако в приведенном для ρ_n выражении не учтен момент слоя жидкости, прилегающего к внешним стенкам сосуда и увлекаемого при его вращении. Эта поправка, составляющая несколько процентов, может быть учтена с помощью некоторого коэффициента. Тогда плотность «нормальной» компоненты будет иметь следующий вид:

$$\rho_n = \frac{2J(\omega_0^2 - \omega^2)}{\pi N a \omega^2 (R^4 - r^4)} \cdot \frac{1}{\left[1 + \lambda \frac{1 + 2L/R}{aN}\right]},$$

где $\lambda = \sqrt{2\nu/\omega}$ — глубина проникновения и L — длина образующей сосуда.

Как это следует из измерений Кеезома и Маквауда [6], а также из наших предварительных экспериментов по исследованию вязкости жидкого гелия, глубина проникновения в гелие II в условиях описанного опыта, равна $3,8 \cdot 10^{-2}$ см. При этом отношение кинематической вязкости ν (зависящей от температуры) к частоте ω (меняющейся с понижением температуры вследствие уменьшения той части гелия, которая увлекается вращением) остается практически неизменным (это справедливо во всяком случае для интервала температур от λ -точки до 1,85°K). Имеющаяся слабая температурная зависимость глубины проникновения, не превышающая 2%, создает непостоянство поправочного коэффициента, во всяком случае, меньшее, чем 0,2%.

Небольшой скачок глубины проникновения, наблюдающийся в λ -точке при переходе от He I к He II, изменяет значение поправочного коэффициента также весьма незначительно, меньше, чем на 10%, и поэтому нами также не учитывается. Таким образом для всех температур введенная поправка, в пределах погрешности эксперимента, остается постоянной.

Так как обычная (полная) плотность гелия ниже λ -точки не меняется (с точностью до 0,5%), то, наблюдая изменение периода колебаний, наступающее при понижении температуры, мы самым непосредственным образом можем определить соотношение между «нормальной» и «сверхтекучей» составляющими.

4. Зависимость периода колебаний от температуры ясна из рис. 4. Кривая построена по данным, полученным при периоде в 25 сек.

Полагая, как это было показано выше, что коэффициент

$$K = \frac{1}{1 + \lambda \frac{1 + 2L/R}{aN}}$$

не зависит от температуры, и измеряя периоды колебания сосуда, заполненного гелием I, — θ_I , заполненного гелием II, — θ_{II} , и пустого сосуда — θ_0 , для соотношения «нормальной» и полной плотностей, мы получаем выражение

¹ Пользуюсь случаем выразить ему свою благодарность.

$$\frac{\rho_n}{\rho} = \frac{\theta_{II}^2 - \theta_0^2}{\theta_I^2 - \theta_0^2}$$

Определяя период по 10 полным колебаниям, что составляет в общей сложности около 250 сек., и допуская при этом ошибку порядка 0,2 сек. или 0,08%, мы можем вычислить ρ_n/ρ с достаточной точностью. Подставляя в эту формулу значения периодов, приведенные в табл. 1, и определяя относительную погрешность измерения этой величины, мы находим, что погрешность эта $\Delta(\rho_n/\rho)/(\rho_n/\rho)$, зависящая от температуры, составляет 1,9% в λ -точке и достигает 3,9% при $T = 1,76^\circ \text{K}$.

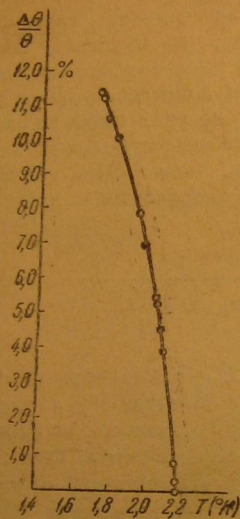


Рис. 4

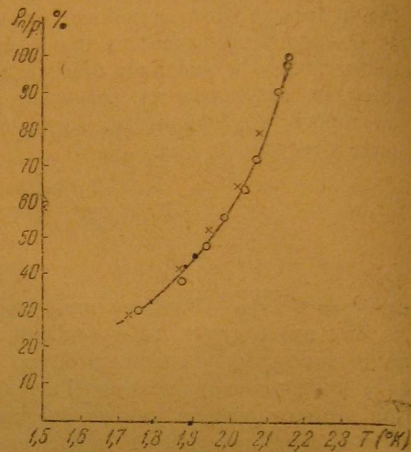


Рис. 5

Определение полной плотности гелия I, проведенное этим же методом (измерение момента инерции сосуда, заполненного гелием), дало значение $0,1465 \text{ г/см}^3$, не отличающееся от истинного значения этой величины.

Табл. 1 и рис. 5 показывают температурную зависимость величины ρ_n/ρ .

Таблица 1

T (°K)	θ_0 (сек.)	θ_I и θ_{II} (сек.)	ρ_n (г/см ³)	ρ_n/ρ
2,25	22,58	26,77	0,146	1,00
2,21	22,76	26,97	0,1465	1,00
2,18	22,58	26,71	0,143	0,983
2,155	22,76	26,60	0,132	0,906
2,09	22,76	25,85	0,105	0,718
2,06	22,58	25,37	0,0945	0,646
2,00	22,76	25,21	0,0820	0,561
1,95	22,58	24,68	0,0700	0,479
1,88	22,76	24,44	0,0554	0,379
1,76	22,58	23,93	0,0441	0,302

Как видно из кривой рис. 5, измеренные нами значения ρ_n/ρ (кружки) хорошо совпадают со значениями, определенными косвенным путем из исследований В. П. Пешкова скорости распространения второго звука в гелии II. (Его данные, которые он любезно сообщил мне, нанесены крестиками). Теоретические значения, заимствованные из работы Л. Д. Ландау [5], также близко подходят к кривой.

Кривая рис. 6 показывает типичную зависимость логарифмического декремента затухания от времени. Как видно из кривой, срыва ламинарности, связанного с перемешиванием жидкости или с возникновением турбулентности, не наблюдается.

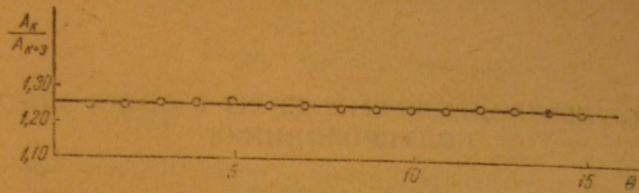


Рис. 6

Мне приятно выразить свою глубокую благодарность П. Л. Капице за ряд весьма важных для меня советов и за предоставление всех возможных условий, необходимых для выполнения этих исследований.

Я также сердечно благодарю Л. Д. Ландау, В. П. Пешкова и А. И. Шальникова за ценную и частую дискуссию моей работы.

Институт физических проблем
Академии Наук СССР

Поступило в редакцию
17 октября 1945 г.

Литература

- [1] П. Л. Капица. ДАН 13, 21, 1938; Nature, 141, 74, 1938. [2] F. London. Nature, 141, 643 1938. [3] L. Tisza. Nature, 141, 913, 1938. [4] П. Л. Капица, ЖЭТФ, 11, 1, 581, 1941; Journ. of Phys., 4, 177, 1941; 5, 59, 1941. [5] Л. Д. Ландау. ЖЭТФ, 11, 592, 1941; Journ. of Phys., 5, 71, 1941. [6] W. H. Keesom a. G. Mc Wood, Physica. 5. 737, 1938.

A DIRECT OBSERVATION OF TWO KINDS OF MOTION IN HELIUM II

By E. Andronikashvili *

Summary

The existence of two kinds of flows in helium II (viscous and potential) is confirmed by experiment. As it is known, these flows may be characterized by introducing the concept of two effective densities of He II: a «normal» density ρ_n and a «superfluid» one ρ_s .

The temperature dependence of the ratio ρ_n/ρ_s is investigated.

Institute for Physical Problems,
Academy of Sciences of the USSR

Received
October 17, 1945

* This paper is published in English in Journ of Phys. 10, 201(1945).

общей слож-
или 0,08%
ту формулу
льную по-
ность эта
е и дости-

23 T (°K)

методом
значение

ρ_n/ρ_s

ца 1

10

0

83

06

18

46

61

79

79

02

ружки)
иссле-
ния II.
Теоре-
близко