

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ $\lambda$ -ПЕРЕХОДА В ГЕЛИИ В УЗКИХ ЩЕЛЯХ

В.И.Панов, А.А.Собянин

Проведены количественные измерения сдвига температуры  $\lambda$ -перехода в жидком  $^4\text{He}$ , содержащемся в тонких плоско-параллельных щелях с хорошо контролируемой геометрией и толщиной  $0,28 < d < 0,54$  мк. Определено значение критического показателя  $n = 1,58 \pm 0,09$ , характеризующего зависимость сдвига температуры  $\lambda$ -точки от толщины щели:  $\Delta T_\lambda = Ad^n$ . Из полученных результатов для коэффициента  $A$  вычислено среднее значение неизвестного параметра  $M = 0,6 \pm 0,3$ , содержащегося в феноменологической  $\Psi$ -теории сверхтекучести гелия II вблизи  $\lambda$ -точки.

Изучение размерных эффектов вблизи  $\lambda$ -перехода в гелии позволяет получить информацию о граничных условиях для параметра порядка — макроскопической волновой функции  $\Psi = \eta e^{i\phi}$  — и проверить феноменологическую  $\Psi$ -теорию сверхтекучести гелия II вблизи  $\lambda$ -точки<sup>1-3</sup> (см. также<sup>4</sup> и литературу, цитируемую в<sup>3</sup>). Одним из важнейших предсказаний этой теории является наличие зависимости температуры  $\lambda$ -перехода в тонких пленках, щелях и капиллярах от их наименьшего размера. В случае плоско-параллельной щели с шириной  $d$  предсказываемая зависимость имеет вид<sup>3</sup>

$$T_\lambda - T_\lambda(d) \equiv \Delta T_\lambda(d) = 2,53 \cdot 10^{-11} \left( \frac{M+3}{3} \right)^{3/4} d^{-3/2} \text{ } ^\circ\text{K}, \quad (1)$$

где  $d$  измеряется в см,  $T_\lambda = 2,172\text{K}$  — температура  $\lambda$ -перехода в объеме гелия и  $M$  — параметр теории<sup>3</sup> (при  $M < 1$  переход в сверхтекучее состояние в щели является переходом второго рода, а при  $M > 1$  — переходом первого рода). Имеющиеся экспериментальные данные о сдвиге  $\lambda$ -точки в пористых материалах<sup>3,5</sup> и пленках<sup>3,6-8</sup> качественно подтверждают наличие зависимости  $\Delta T_\lambda \propto d^{-3/2}$ , однако их количественное сопоставление с теоретическими соотношениями практически невозможно из-за неопределенности размера пор и малых значений толщины исследовавшихся пленок. По этой причине численное значение параметра  $M$ , содержащегося в теории<sup>3</sup>, до сих пор оставалось неопределенным.

В настоящей работе приведены результаты эксперимента, основанного на применении емкостного метода регистрации  $\lambda$ -перехода<sup>9</sup>, который позволил провести количественную проверку соотношения (1).

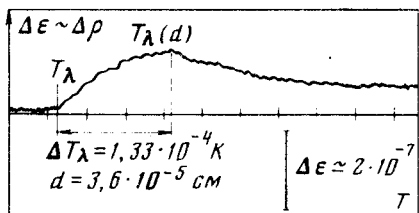
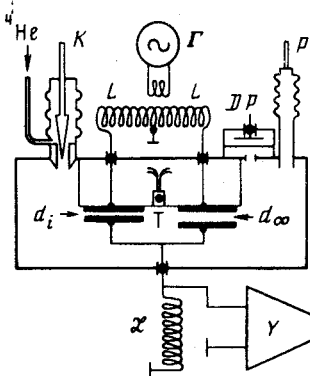


Рис. 2.

Рис. 1. Схема измерений:  $K$  — клапан,  $P$  — сиффон давления,  $DP$  — датчик давления,  $T$  — термометр,  $L$  — индуктивности,  $\Gamma$  — генератор,  $\mathcal{Z}$  — резонансный контур,  $У$  — усилитель,  $Д$  — детектор,  $СП$  — самопишущий прибор

Исследование сдвига температуры  $\lambda$ -перехода и определение численной величины свободного параметра  $M$  производилось по наблюдению изломов на кривой зависимости от температуры разности плотностей  $\Delta\rho(T)$  жидкого  ${}^4\text{He}$  в щели  $\rho_d(T)$  и в объеме  $\rho_\infty(T)$ . Для этого измерялась температурная зависимость разности диэлектрической проницаемости  $\Delta\epsilon(T)$  гелия в широкой ( $d_0 \rightarrow \infty$ ) и узких щелях, изготовленных в виде плоских электрических конденсаторов с надежно контролируемой толщиной  $d_i$ . В эксперименте использовались измерительные конденсаторы с емкостными зазорами между обкладками:  $d_1 \approx 2,85 \cdot 10^{-5}$  см,  $d_2 \approx 3,60 \cdot 10^{-5}$  см,  $d_3 \approx 5,60 \cdot 10^{-5}$  см. В качестве опорной емкости применялся конденсатор с зазором  $d_0 \approx 5 \cdot 10^{-3}$  см. При изготовлении измерительных конденсаторов величина зазора и его параллельность фиксировались с точностью  $\lesssim 2\%$  (последнее осуществлялось оптическим методом). На рис. 1 приведена схема измерений, позволявшая регистрировать величину разности между емкостью измерительного и опорного конденсаторов, связанную с изменением плотности  ${}^4\text{He}$  в одном из емкостных зазоров по отношению к другому. Конденсаторы размещались на горизонтальной поверхности массивного сапфирового блока в медной камере, заполненной чистым жидким  ${}^4\text{He}$ . Между конденсаторами на сапфировом блоке находились полупроводниковые термометры сопротивления для фиксирования температурного интервала  $\Delta T_\lambda(d)$  между  $\lambda$ -переходами в узкой и широкой щели. В процессе измерений величина  $\Delta T_\lambda(d)$  определялась с точностью  $\lesssim 1 \cdot 10^{-6}$  К. Регистрация давления жидкого гелия производилась мембранным емкостным манометром, расположенным в верхней части камеры. Там же размещался сиффон, позволявший варьировать давление гелия в камере от давления насыщенных паров до  $\sim 10^3$  тор. Исследуемый  ${}^4\text{He}$  подавался из внешнего объема при температуре  $T \approx 1,9$  К через сверхщель и запирающий клапан. Камера с помощью тепловых мостиков соединялась с двумя изотермическими платформами, на которых с целью уменьшения теплопритока к камере, размещались катушки индуктивности и подводные проводники. На поверхности камеры находился нагреватель, позволявший варьировать скорость изменения температуры от  $\sim 1 \cdot 10^{-4}$  К/мин до  $\sim 3 \cdot 10^{-3}$  К/мин. Электронная схема, состоявшая из индуктивного моста измерительных емкостей и системы регистрации, позволяла измерять относительное изменение диэлектрической проницаемости с точностью  $\Delta\epsilon \approx 1 \cdot 10^{-9}$ , что соответствует относительной вариации плотности  $\Delta\rho/\rho \approx 1,7 \cdot 10^{-8}$ .

На рис. 2 приведена типичная запись сигнала, отражающая температурный ход разности диэлектрических проницаемостей (или плотностей) гелия в узкой и широкой щели. Запись получена при охлаждении гелия через  $\lambda$ -точку с постоянной скоростью, равной  $5 \cdot 10^{-4}$  К/мин. Первый излом кривой отвечает  $\lambda$ -переходу гелия в широкой щели, а второй (совпадающий с максимумом кривой) идентифицировался с  $\lambda$ -переходом гелия в узкой щели. Усредненные по нескольким экспериментальным кривым значения  $\Delta T_\lambda(d)$  для каждой щели приведены в левом нижнем углу рис. 3, а. На рис. 3, б изображена зависимость  $\Delta T_\lambda(d)$  в дважды логарифмическом масштабе. Как видно из этого рисунка, все три экспериментальные точки ложатся на одну и ту же прямую, отвечающую степенной зависимости  $\Delta T_\lambda(d) \propto d^{-n}$  с показа-

телем  $n = 1,58 \pm 0,09$ , практически совпадающим с теоретическим значением  $n = 1,5$ . Если принять, что  $n = 1,5$ , то для каждой из трех щелей с помощью формулы (1) можно вычислить параметр  $M$ . Соответствующие результаты показаны на рис. 3, а. Тот факт, что величина параметра  $M$  несколько увеличивается при уменьшении  $d$ , качественно можно объяснить влиянием ван-дер-ваальсовых сил<sup>10,3</sup>. Однако количественно этот эффект меньше наблюдаемого и лежит в пределах ошибки измерений. Поэтому мы склонны отнести наблюдаемую зависимость  $M(d)$  за счет неучтенной систематической ошибки эксперимента.

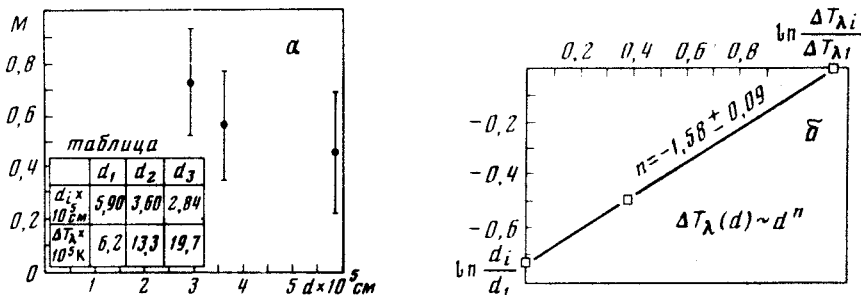


Рис. 3, а. Зависимость параметра  $M$  от толщины щели

Наряду с величиной сдвига температуры  $\lambda$ -перехода существенный интерес представляет температурный ход самой разности плотностей гелия в узкой и широкой щели (рис. 2). Анализ соответствующих экспериментальных данных будет приведен в более подробной статье.

В заключение отметим, что в щели, в отличие от объема гелия, температура  $T_{\lambda}(d)$ , при которой термодинамические величины обнаруживают аномалии, может, вообще говоря, не совпадать с температурой  $T_0(d)$  появления сверхтекучести в щели. Дело в том, что температуру  $T_{\lambda}(d)$  естественно связать с той температурой, при которой в щели впервые появляется отличное от нуля локальное среднее значение квадрата параметра порядка  $|\Psi|^2 \sim \rho_s$ . Переход же в собственно сверхтекучее состояние, устойчивое по отношению к рождению вихрей<sup>12-14</sup>, должен происходить при более низкой температуре, когда произведение  $\rho_s d$  превысит некоторое постоянное значение, не зависящее от ширины щели<sup>1</sup>. В этой связи представляло бы значительный интерес исследовать в тех же самых щелях такие "чисто сверхтекучие" свойства, как сверхтеплопроводность или распространение четвертого звука.

Авторы благодарят В.Б. Брагинского и В.Л. Гинзбурга за проявленный интерес к работе и ценные обсуждения. Кроме того, авторы признательны Г.В. Симонову за большую помощь при создании радиотехнической измерительной системы.

#### Литература

1. Гинзбург В.Л., Питаевский Л.П. ЖЭТФ, 1958, 34, 1240.
2. Мамаладзе Ю.Г. ЖЭТФ, 1967, 52, 729.
3. Гинзбург В.Л., Собянин А.А. УФН, 1977, 120, 153.
4. Ginzburg V.L., Sobyenin A.A. Phys. Lett., 1979, 69A, 417.
5. Гамцемлидзе Г.А., Мирзоева М.И., Цавава Дж. Н., Шония Г.К., Эль-Саббан С. ЖЭТФ, 1980, 79, 2334.
6. Rudnick I. Phys. Rev. Lett., 1978, 40, 1454.
7. Maps J., Hallock R.B. Phys. Rev. Lett., 1981, 47, 1533.
8. Lambert V., Levelut A., Perzynski R., Salin D.J. Low Temp. Phys., 1976, 23, 623.
9. Панов В.И., Хвостиков В.А. ЖЭТФ, 1982, 83, вып. 7.
10. Собянин А.А. ЖЭТФ, 1972, 63, 1780.
11. Питаевский Л.П. Доклад на XX Всесоюзном совещании по физике низких температур, Москва, 1979.

<sup>1)</sup> В применении к пленкам и слоям гелия произвольной толщины это утверждение впервые, насколько нам известно, было высказано Питаевским<sup>11</sup> (см. также<sup>14,15</sup>).

12. Березинский В.Л. ЖЭТФ, 1971, 61, 1144.
13. Kosterlitz J.M., Thouless D.J. J. Phys. 1973, C6, 1181.
14. Ambegaokar V., Halperin B.I., Nelson D.R., Siggia E.D. Phys. Rev., 1980, B21, 1806.
15. Saam W.F. Phys. Rev., 1981, B23, 1485.

Физический институт  
им. П.Н.Лебедева  
Академии наук СССР

---

Поступила в редакцию  
11 марта 1982 г.