

К ВОПРОСУ О КВАНТОВАНИИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УРОВНЕЙ
ЭЛЕКТРОННЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В ПРОМЕЖУТОЧНОМ СОСТОЯНИИ
СВЕРХПРОВОДНИКА

Н. В. Заварицкий

Переход металла в промежуточное состояние сопровождается резким уменьшением теплопроводности электронных возбуждений [1], что свидетельствует об их отражении на границе между нормальной и сверхпроводящей фазами. В работе [2] было показано, что при отражении возбуждения изменяют свое движение на строго обратное. В результате возникает движение возбуждений нормальной фазы между ее границами и вследствие этого квантование энергетических уровней с характеристической энергией $\varepsilon_0 = \hbar v/a$, где v - скорость электронов на поверхности Ферми, a - размер областей нормальной фазы промежуточного состояния [3].

Квантование энергетических уровней должно привести к изменению ряда характеристик нормальной фазы, в частности к уменьшению теплоемкости C в области температур $kT < kT_0 = \varepsilon_0$. Настоящая работа была предпринята с целью выяснить, в какой мере это уменьшение действительно имеет место.

Объектом исследования являлся цилиндрический монокристалл диаметром 2,6 мм, изготовленный из олова с количеством примесей $10^{-4}\%$. Измерения проводились в интервале температур $0,1-0,3^0\text{K}$, в магнитных полях, соответствующих доли нормальной фазы в образце $\eta \approx 0,08, 0,15, 0,3, 0,45$. Ширина слоев этой фазы по расчету [1] составляла $3 \cdot 10^{-3}, 4 \cdot 10^{-3}, 5 \cdot 10^{-3}$ и $8 \cdot 10^{-3}$ см, что соответствует по оценкам следующим значениям $T_0: \sim 0,3, 0,25, 0,2$ и $0,12^0\text{K}$. В ходе опыта измерялась теплопроводность K и температуропроводность α^2 , по которым рассчитывалась теплоемкость [4].

Метод измерения теплопроводности не отличался от применявшегося ранее [4]. Результаты измерений представлены на рис. I, а. В исследуемой области температур теплопроводность обусловлена передачей тепла фононами [4]. Резкое, до 10 раз уменьшение величины

К в промежуточном состоянии вызвано дополнительным рассеянием фононов на электронах нормальных областей [1]. Как видно из рис. I, а, в случае $\eta \sim 0,08$ изменение теплопроводности при переходе в промежуточное состояние и, следовательно, рассеяние фононов на электро-

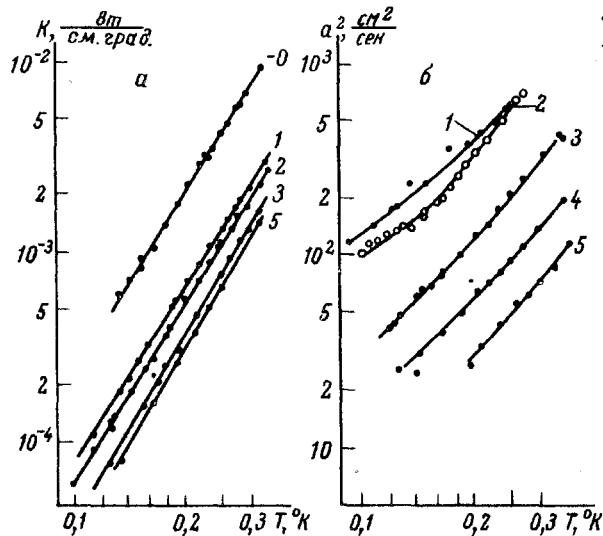


Рис. I. а - теплопроводность исследуемого образца, б - температуропроводность исследуемого образца. Доля нормальной фазы в образце: 0 - $\eta = 0$ (сверхпроводящее состояние) 1, 2 - $\eta = 0,08$; 3 - $\eta = 0,15$; 4 - $\eta = 0,3$; 5 - $\eta = 0,45$

нах уменьшаются до 50% при понижении температуры от 0,3 до 0,1°К. Вероятно, это связано с эффектом "пролета" фононов через нормальные области [1].

Температуропроводность α^2 измерялась по затуханию распространяющейся вдоль образца температурной волны с частотой 9,2 гц. На этой частоте затухание волны в сверхпроводящем состоянии не превышало, согласно [1], 1%, поэтому в опыте измерялось относительное изменение затухания при переходе образца в магнитном поле из сверхпроводящего в промежуточное состояние, что значительно повышало точность всех измерений. Величина α^2 определялась в пределах от 20 до 600 $\frac{\text{см}^2}{\text{сек}}$. Нижний предел связан с трудностями измерений в случае затухания температурной волны между термометрами более

чем в 30 раз, верхний предел - с началом влияния волны, отраженной от конца образца^[4]. Длина образца составляла 10 см.

Измерительные термометры находились вблизи от конца образца, контактирующего с охлаждающей солью. Расстояние между ними составляло 3 см.

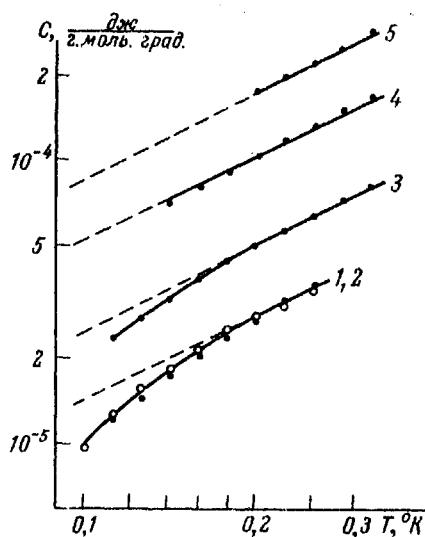


Рис. 2. Теплоемкость олова
в промежуточном состоянии
для различной доли нормаль-
ной фазы (обозначения те же,
что и на рис. I, б, пунктир -
 $C_n = \alpha(\eta)T$)

Результаты измерения α^2 представлены на рис. I, б.

Теплоемкость исследуемого образца была рассчитана по кривым рис. I. Как видно из рис. 2, при температурах выше 0,15°К теплоемкость в промежуточном состоянии изменяется пропорционально температуре $C_n = \alpha(\eta)T$ вне зависимости от того, какая доля образца η находится в нормальной фазе. Этот закон изменения $C_n(T)$ следовало ожидать при отсутствии квантования энергетических уровней, так как в исследованном интервале температур и магнитных полей как теплоемкость решетки, так и теплоемкость, связанная с изменением магнитной энергии, пренебрежимо малы. В области более низких температур наблюдаются отклонения от закона $C_n = \alpha(\eta)T$.

выраженные тем более резко, чем меньшая доля образца находится в нормальной фазе. Согласно [3] подобный характер изменения теплоемкости свидетельствует о проявлении квантования уровней энергии электронных возбуждений. Различие почти в два раза между $T_o = \mathcal{E}_o/k$ и температурой, с которой проявляются отклонения от закона $C_n = \alpha(\eta)T$, легко может быть связано с видом спектра электронных возбуждений [3].

Таким образом, в результате проведенных измерений в области 0,1 -0,15°К обнаружено уменьшение теплоемкости сверхпроводника в промежуточном состоянии, которое (хотя оно лишь в два-три раза превосходит возможную ошибку эксперимента) может быть связано с квантованием энергетических уровней электронных возбуждений, рассмотренных Андреевым [3].

Автор признателен П.Л.Капице за интерес к работе и А.Ф.Андрееву за сообщение результатов расчета до их опубликования.

Институт
физических проблем
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
16 июня 1965 г.

Литература

- [1] Н.В.Заварицкий. ЖЭТФ, 38, 1673, 1960.
- [2] А.Ф.Андреев. ЖЭТФ, 46, 1823, 1964.
- [3] А.Ф.Андреев. ЖЭТФ, 49, вып.8, 1965.
- [4] Н.В.Заварицкий. ЖЭТФ, 33, 1085, 1957; Progress of Cryogenics. London, 1959, p. 207.