

М. С. ХАЙКИН

ПОВЕРХНОСТНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ОЛОВА НА ЧАСТОТЕ 9400 МЕГАГЕРЦ

(Представлено академиком Л. Д. Ландау 28 VII 1952)

1. Поверхностное сопротивление сверхпроводника вычислялось из свойств резонатора, построенного целиком или частично из исследуемого материала. На опыте непосредственно измерялись: ширина частотной характеристики резонатора (¹, ²) и сдвиг его собственной частоты (¹), который определялся как изменение разности между нею и некоторой постоянной частотой. Оба измерения производились с точностью около 10%.

Основой работы являлось изучение тонких слоев олова, приготовлявшихся осаждением испаряемого в вакууме спектрально чистого олова на плоское стекло. Такой слой в исследуемом резонаторе играл роль дна, тогда как остальные части резонатора были свинцовыми. Толщина слоев находилась в интервале $4-12 \cdot 10^{-6}$ см. Тонкие слои сверхпроводящих металлов, приготовлявшиеся таким же образом, исследовались в нашей лаборатории Н. В. Заварицким (³⁻⁵). Он показал, что эти слои могут рассматриваться как тонкие слои массивного металла.

Образец массивного олова представлял собой резонатор, изготовленный из химически чистого олова путем механической обработки.

2. Активное поверхностное сопротивление олова вычислялось по ширине частотной характеристики резонатора (см. рис. 1).

По сдвигу собственной частоты резонатора вычислялось изменение dX реактивного поверхностного сопротивления олова при его переходе из нормального в сверхпроводящее состояние (см. рис. 2).

Чтобы найти величину реактивного сопротивления X исследуемого образца в этом состоянии, надо знать его реактивное сопротивление X^n в нормальном состоянии, тогда $X = X^n + dX$. Для массивного металла (⁶), § 6) имеем: $X_m^n = \sqrt{3}R_m^n$, где активное сопротивление в нормальном состоянии R_m^n известно из опыта.

Для тонких слоев металла (толщина которых значительно меньше скин-глубины в условиях опыта) оказывается, что реактивное поверхностное сопротивление слоя в нормальном состоянии X_c^n гораздо меньше его активного сопротивления R_c^n (доказательство и обсуждение этого факта см. в работе (¹)). А так как $dX_c \sim R_c^n$ (см. рис. 1 и 2), то $X_c = dX_c$, т. е. измеряемое на опыте изменение реактивного сопротивления слоя практически и есть искомое реактивное сопротивление слоя в сверхпроводящем состоянии. Это весьма важное обстоятельство (независимость измерений X_c и R_c) делает опыты с тонкими слоями более надежными, чем с массивным металлом, поскольку в последнем случае ошибка в измерении R_m^n приводит (вследствие связи X_m и R_m^n) к появлению систематической ошибки в результатах.

Зная комплексное поверхностное сопротивление олова, можно вычислить его нормальную проводимость и диэлектрическую проницаемость. Для тонких слоев это может быть сделано по формулам, которые получаются из несколько видоизмененной формулы (34) работы (?); для массивного металла по формулам, найденным А. А. Абрикосовым (?)*.

Из опытов с тонкими слоями определяется нормальная проводимость сверхпроводника σ ; из опытов с массивным металлом — ее отношение к длине свободного пробега электронов σ/l . Результаты такой обработки опытных данных (см. рис. 3). Кроме того, в обоих случаях определяется диэлектрическая проницаемость сверхпроводника:

$$\epsilon = \epsilon_0 - \frac{c^2}{\omega^2 \delta^2}, \quad (1)$$

где δ — глубина проникновения слабого статического магнитного поля в сверхпроводник (?). (?).

Из диэлектрической проницаемости сверхпроводника может быть выделен ее первый член ϵ_0 , поскольку второй ее член можно вычислить по величине δ , известной из статических измерений (по форму-

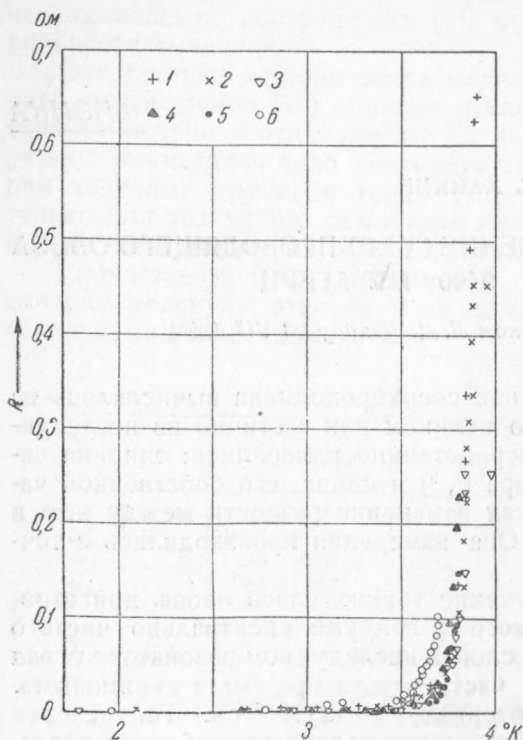


Рис. 1. Активное поверхностное сопротивление олова. Условные знаки относятся к разным слоям, толщина которых: 1— $3,8 \cdot 10^{-6}$ см; 2— $5,3 \cdot 10^{-6}$ см; 3— $7,9 \cdot 10^{-6}$ см; 4— $9,1 \cdot 10^{-6}$ см; 5— $11,9 \cdot 10^{-6}$ см; 6—измерения на массивном олове, даны в 10-кратном масштабе

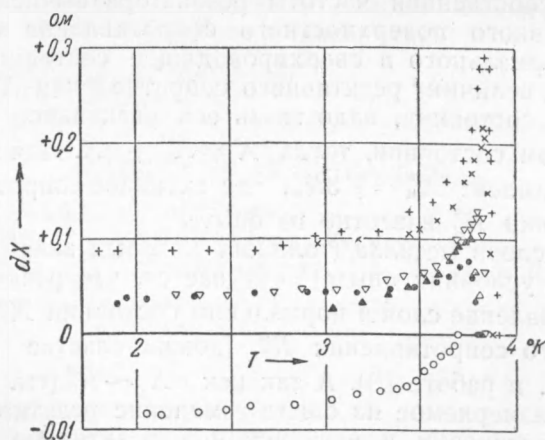


Рис. 2. Изменение реактивного поверхностного сопротивления олова. Условные знаки см. на рис. 1. Измерения на массивном олове в 10-кратном масштабе

* Автор благодарен А. А. Абрикосову за сообщение результатов расчета до их опубликования.

ле (1)). Для тонких слоев олова

$$\delta = \frac{\delta_0}{\sqrt{1 - (T/T_k)^4}}, \quad (2)$$

где $\delta_0 = (6,5 \pm 0,5) \cdot 10^{-6}$ см (3, 5).

На рис. 4 приведено определение ϵ_0 из опытов с тонкими слоями путем геометрического вычитания:

$$\epsilon_0 = \epsilon_c - \epsilon_c^s, \quad (3)$$

где ϵ_c найдено из измерений поверхностного сопротивления тонких слоев олова, а ϵ_c^s есть второй член формулы (1), вычисленный по формуле (2). Там же приведен результат определения ϵ_0 из опытов с массивным оловом (таким же путем), считая, что δ определяется также формулой (2) при $\delta_0 = 5,8 \cdot 10^{-6}$ см (кривая ϵ_c^s). Эта величина δ_0 выбрана по совпадению получающихся $\epsilon_0(T)$ при $T_k - T = 1,5^\circ$ К, так как точное значение δ для образца массивного олова неизвестно. Поэтому опыты с массивным оловом для определения ϵ_0 самостоятельного значения не имеют и служат лишь для контроля получающейся из опытов с тонкими слоями зависимости $\epsilon_0(T)$. Существенно, однако, что опыты с массивным оловом дают зависимость $\epsilon_m(T)$ (рис. 4), явно указывающую на то, что вся диэлектрическая проницаемость сверхпроводника никоим образом не может быть целиком отнесена на счет зависимости $\delta(T)$, (т. е. на счет второго члена формулы (1), см. кривые 1 и 2 рис. 4). Это является веским доказательством существования большой диэлектрической проницаемости ϵ_0 металла в сверхпроводящем состоянии.

3. Существуют только две работы (9, 10), содержащие измерение комплексного поверхностного сопротивления сверхпроводящего олова на частоте около 9400 Мгц. Обработка опытных данных работы (9) методом, настоящей работы (1), приводит к зависимости $\epsilon_0(T)$, совпадающей с нашими результатами (рис. 4), если для исследовавшихся в (9) монокристаллических образцов принять $\delta_0 = 4,5 \cdot 10^{-6}$ см и вычислить δ по формуле (2). Справедливость формулы (2) для массивного олова вдали от T_k сомнительна, но вблизи T_k она верна, причем взятое значение δ_0 практически совпадает с результатами измерений этой величины на монокристаллических образцах (11). Вычисление величины σ/l из опытов (9) дает значения в 2—3 раза больше полученных в настоящей работе. Температурная зависимость $\sigma/l(T)$ оказывается совершенно подобной полученной нами. В частности, получается рост проводимости примерно на 10% непосредственно ниже T_k , наблюдавшийся на всех наших образцах (рис. 3). Обработка измерений (10) дает точки, сильно разбросанные около результатов обработки данных (9), но совпадающие с ними в среднем. Обработка данных работы (12), проведенной на частоте 24000 Мгц, дает $\epsilon_0 \cong \epsilon \cong 5 \cdot 10^8$

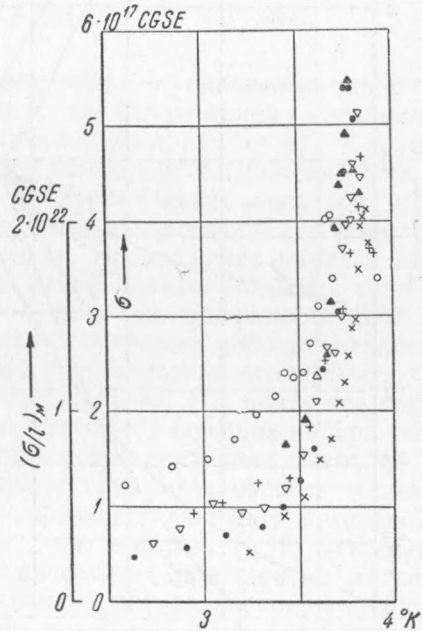


Рис. 3. Нормальная проводимость σ тонких слоев олова и отношение σ/l для массивного олова. Условные знаки см. на рис. 1

при 2,5° К, что значительно отличается от результатов измерений на 9400 Мгц. Величина σ/l в сверхпроводящем состоянии оказывается плавно возрастающей к 3° К примерно вдвое, к 2° К она снова уменьшается до «нормальной» величины.

Увеличение нормальной проводимости олова при переходе в сверхпроводящее состояние на частоте 27500 Мгц качественно обнаружено,

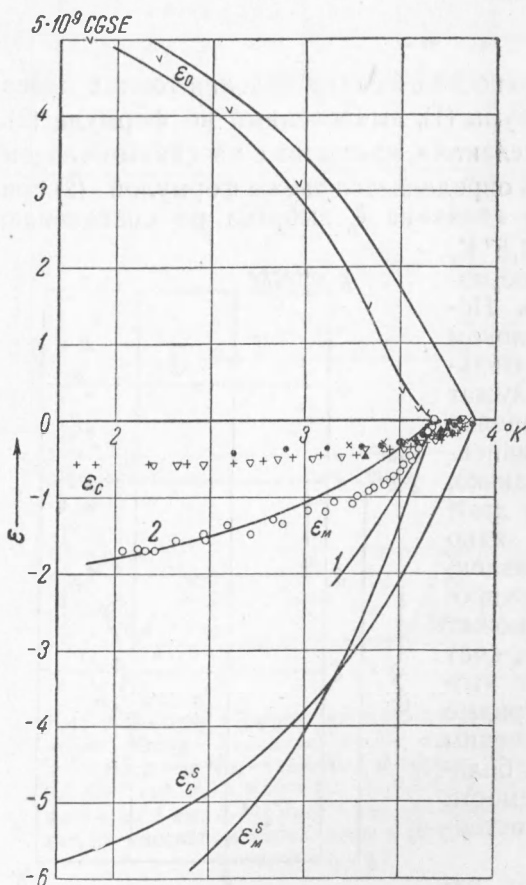


Рис. 4. Диэлектрическая проницаемость сверхпроводящего олова. Кривые 1 и 2 представляют величину ϵ^s , вычисленную по формулам (1) и (2) при $\delta = 7.35 \cdot 10^{-6}$ см и $\delta_0 = 11.3 \cdot 10^{-6}$ см соответственно. Условные знаки см. на рис. 1; ∇ — результаты обработки опытов Пиппарда (9)

повидимому, также в работе (13). Попытка же косвенной оценки величины ϵ_0 , сделанная авторами работы (13), неосновательна, поскольку по одним лишь калориметрическим измерениям потерь вообще невозможно судить о диэлектрической проницаемости сверхпроводника.

Следует отметить, что в статьях (9, 10, 12, 13) опытные данные описаны крайне скудно, что чрезвычайно затрудняет обработку их с новой точки зрения.

4. В настоящей работе экспериментально обнаружено новое явление, заключающееся в том, что поляризуемость металла (олова) при переходе его из нормального в сверхпроводящее состояние возрастает на несколько порядков величины. Это говорит в пользу справедливости гипотезы Л. Д. Ландау (6), стр. 345) о большой диэлектрической проницаемости сверхпроводника ϵ_0 , существование которой до сего времени не учитывалось нигде (кроме работ (1, 6, 7)), в частности, во всех без исключения иностранных работах.

Автор глубоко благодарен А. И. Шальникову за постоянное внимание к работе и ценные дискуссии, а также Л. Д. Ландау и В. Л. Гинзбургу

за обсуждение связанных с работой теоретических вопросов.

Институт физических проблем
им. С. И. Вавилова
Академии наук СССР

Поступило
11 VII 1952

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- 1 М. С. Хайкин, Диссертация, Ин-т физ. проблем им. С. И. Вавилова АН СССР, 1952. 2 М. С. Хайкин, ДАН, 75, 661 (1950). 3 Н. В. Заварицкий, Диссертация, Ин-т физ. проблем им. С. И. Вавилова АН СССР, 1951. 4 Н. В. Заварицкий, ДАН, 78, 665 (1951). 5 Н. В. Заварицкий, ДАН, 85, № 4 (1952). 6 В. Л. Гинзбург, УФН, 42, 333 (1950). 7 В. Л. Гинзбург, ЖЭТФ, 21, 979 (1951). 8 А. А. Абрикосов, ДАН, 86, № 1 (1952). 9 А. В. Pippard, Proc. Roy Soc., 203 A, 98 (1950). 10 I. Simon, Phys. Rev., 77, 384 (1950). 11 Ю. В. Шарвин, ЖЭТФ, 22, 367 (1952). 12 E. Maxwell, P. M. Marcus, J. C. Slater, Phys. Rev., 76, 1332 (1949). 13 О. О. Галкин, П. А. Безуглий, Доклады АН УРСР, № 6, 414 (1951).