

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский
государственный университет им. Н. И. Лобачевского»

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭКРАНИРУЮЩИХ СВОЙСТВ ТОНКИХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПЛЁНОК

Практикум

Рекомендовано методической комиссией радиофизического факультета
для студентов ННГУ, обучающихся по направлениям подготовки
03.04.02 – «Физика» и 03.04.03 – «Радиофизика»

Нижний Новгород

2024

УДК 538.945

ББК 22.37

И-88

Рецензент:

кандидат физ.-мат. наук А. В. Путилов (МФТИ)

И-88 ИССЛЕДОВАНИЕ ЭКРАНИРУЮЩИХ СВОЙСТВ ТОНКИХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПЛЁНОК. Авторы: Аладышкин А. Ю., Копасов А. А., Елькина А. И., Левичев М. Ю., Маркелов В. А., Клушин А. М., Водолазов Д. Ю., Мельников А. С., Курин В. В.: Практикум. – Нижний Новгород: Издательство Нижегородского госуниверситета, 2024. – 27 с.

В настоящем пособии представлено описание лабораторной работы, посвящённой экспериментальному исследованию температурной зависимости глубины проникновения магнитного поля тонких сверхпроводящих плёнок. Пособие содержит теоретическое обоснование экспериментальной методики в рамках теории Лондонов, а также подробное описание эксперимента, включающее примеры обработки экспериментальных данных. Даны рекомендации по выполнению практических заданий.

Для студентов старших курсов физических факультетов ННГУ, обучающихся по направлениям подготовки 03.04.02 – «Физика» и 03.04.03 – «Радиофизика».

Ответственный за выпуск:

заместитель председателя методической комиссии радиофизического факультета ННГУ, доктор физ.-мат. наук Е. З. Грибова

УДК 538.945

ББК 22.37

© Национальный исследовательский
Нижегородский государственный
университет им. Н. И. Лобачевского

Содержание

1. Введение	4
2. Теория	6
2.1. Комплексная проводимость сверхпроводника и уравнения Лондонов	6
2.2. Экранировка однородного магнитного поля массивным сверхпроводником	10
2.3. Квазистатическая экранировка поля магнитного диполя тонкой сверхпроводящей плёнкой	11
2.4. Исследование экранирующих свойств тонких сверхпроводящих плёнок с помощью двух катушек	15
3. Эксперимент	19
3.1. Описание экспериментальной установки	19
3.2. Пример обработки результатов измерений	21
4. Практические задания	23
5. Контрольные вопросы	23
6. Техника безопасности	24
Список литературы	25

1. Введение

Сверхпроводимость – фундаментальное свойство некоторых материалов обладать нулевым электрическим сопротивлением на постоянном токе при низких температурах. Явление сверхпроводимости было открыто в 1911 г. в Лейденской лаборатории голландским физиком и инженером Камерлинг-Оннесом. Температура T_c , при которой происходит переход из нормального состояния в сверхпроводящее, называется критической температурой сверхпроводящего перехода, при этом критическая температура зависит как от материала образца, так от внешнего магнитного поля. Известны несколько сотен соединений, чистых элементов и сплавов, переходящих в сверхпроводящее состояние.

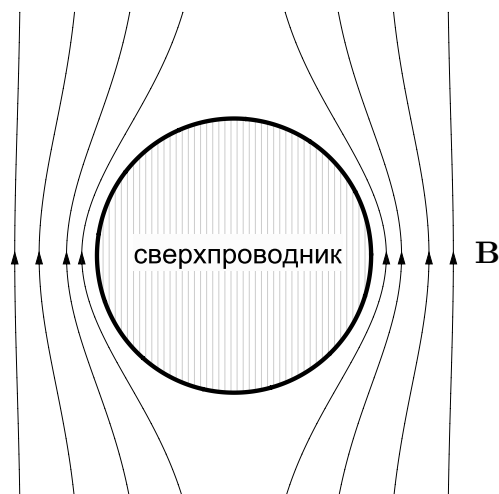


Рис. 1. Силовые линии магнитного поля вблизи массивного сверхпроводника

В 1933 г. Мейсснер и Оксенфельд показали, что при $T < T_c$ магнитное поле внутри массивного сверхпроводящего образца равно нулю независимо от способа перехода в сверхпроводящее состояние. Можно сказать, что сверхпроводящее состояние есть новое состояние, характеризующееся нулевым электрическим сопротивлением на постоянном токе ($\rho = 0$) и идеальным диамагнетизмом ($\mathbf{B} = 0$). При более детальном анализе удалось обнаружить, что магнитное поле всё же проникает в приповерхностный слой сверхпроводника, где экспоненциально затухает вглубь сверхпроводника на масштабах порядка 10-100 нм. Этот параметр носит название лондоновской глубины проникновения магнитного поля и обозначается λ_L .

В 1950 г. Гинзбургом и Ландау (ГЛ) была построена феноменологическая теория сверхпроводимости [1, §13-§15], [2, §17.1], [3, §6.1-§6.5]. В 1957 г. Бардиным, Купером и Шриффером (БКШ) была развита микроскопиче-

ская теория сверхпроводимости [1, §43-§45], [2, гл. 16]. В рамках теории БКШ необычные термодинамические и транспортные свойства сверхпроводников были объяснены в терминах формирования сверхпроводящего конденсата, состоящего из попарно-коррелированных электронных состояний (так называемых куперовских пар). Конденсат куперовских пар способен обеспечить перенос электрического тока без диссипации энергии на постоянном токе. Часть электронов проводимости может остаться в неспаренном состоянии, что обеспечивает конечное сопротивление и диссипацию энергии в сверхпроводнике на переменном токе.

Целями лабораторной работы являются

- знакомство с методами расчёта экранирующих свойств сверхпроводящих систем;
- знакомство с криогенной техникой [4] и методикой измерений при низких температурах;
- экспериментальное исследование температурной зависимости глубины проникновения магнитного поля для тонких сверхпроводящих плёнок и тонкоплёночных гибридных структур на основе сверхпроводников.

Учебное пособие построено следующим образом. В разделе 2.1 на основе теории проводимости Друде будет получено второе уравнение Лондонов, описывающее экранировку магнитного поля сверхпроводящими образцами для предельно низких частот. В разделе 2.2 в качестве иллюстрации будет рассмотрена экранировка однородного магнитного поля массивным сверхпроводником с плоской поверхностью. В разделе 2.3 мы рассмотрим задачу об экранировке неоднородного магнитного поля, источником которого может выступать магнитная частица или виток с током, тонкой сверхпроводящей плёнкой. Полученное решение является математической моделью, поясняющей идею метода изучения температурной зависимости глубины проникновения магнитного поля в тонкоплёночных образцах (раздел 2.4). Разделы 3.1 и 3.2 посвящены описанию экспериментальной установки и принципам математической обработки полученных экспериментальных результатов.

2. Теория

2.1 Комплексная проводимость сверхпроводника и уравнения Лондонов

Начнём с введения основных понятий, характеризующих транспортные и магнитные свойства сверхпроводника на низких частотах.

Для оценки проводимости сверхпроводника в рамках так называемой двухжидкостной модели (two-fluid model) предположим, что все электроны проводимости можно разделить на два электронных ансамбля: «нормальные» электроны, обладающие конечным временем релаксации импульса и описываемые стандартной теорией проводимости Друде, и «сверхпроводящие» электроны, способные двигаться без сопротивления и обеспечивать бесдиссипативный перенос тока. Очевидно, что полная концентрация электронов n должна быть равна сумме концентраций нормальных электронов n_n и сверхпроводящих электронов n_s . В частности, $n_s = 0$ при $T > T_c$ и n_s должна увеличиваться по мере уменьшения температуры. В ряде случаев можно использовать следующие эмпирические соотношения

$$n_s \simeq n \cdot \left\{ 1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^k \right\} \quad \text{и} \quad n_n \simeq n \cdot \left(\frac{T}{T_c} \right)^k, \quad (1)$$

где обычно принимается $k = 1, 2$ или 4 в зависимости от диапазона изменения температуры. В любом случае при $T \rightarrow T_c$ концентрация сверхпроводящих электронов изменяется по закону $n_s \propto (1 - T/T_c)$.

Запишем уравнение движения нормального электрона в электрическом поле $\mathbf{E}$ с учётом рассеяния на дефектах [1, §11]

$$m^* \frac{d\mathbf{v}_n}{dt} = e\mathbf{E} - \frac{m^*\mathbf{v}_n}{\tau}. \quad (2)$$

В левой части уравнения (2) стоит изменение импульса нормального электрона, равное произведению эффективной массы m^* на ускорение $\dot{\mathbf{v}}_n$, в правой части — сумма силы $e\mathbf{E}$ со стороны электрического поля и средней силы трения $m^*\mathbf{v}_n/\tau$, направленной противоположно скорости; здесь τ — характерное время между двумя актами рассеяния. Аналогично запишем уравнение движения сверхпроводящего электрона

$$2m^* \frac{d\mathbf{v}_s}{dt} = 2e\mathbf{E}, \quad (3)$$

где $2m^*$ и $2e$ — эффективная масса и элементарный заряд куперовских пар,

при этом частота соударений $1/\tau$ считается равной нулю. Введем плотности тока $\mathbf{j}_n = en_n \mathbf{v}_n$ и $\mathbf{j}_s = en_s \mathbf{v}_s$, соответствующие потоку заряда для нормальной и сверхпроводящей компонент. Перепишем уравнение (3) в виде так называемого первого уравнения Лондонов

$$\mathbf{E} = \frac{m^*}{n_s e^2} \frac{d}{dt} \mathbf{j}_s. \quad (4)$$

Легко видеть, что в стационарном состоянии ($d\mathbf{j}_s/dt = 0$) электрическое поле даже при наличии тока в сверхпроводниках отсутствует.

Будем предполагать, что все поля и токи изменяются по гармоническому закону ($\sim e^{i\omega t}$), где f – линейная частота, $\omega = 2\pi f$ – угловая частота. Используя уравнения (2) и (3), выразим амплитуду осцилляций плотности тока $\mathbf{j}$ через амплитуду осцилляций электрического поля $\mathbf{E}$

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_n + \mathbf{j}_s, \quad \text{где} \quad \mathbf{j}_n = \frac{n_n e^2 \tau}{m^*} \frac{1}{(1 + i\omega\tau)} \mathbf{E} \quad \text{и} \quad \mathbf{j}_s = \frac{n_s e^2}{m^*} \frac{1}{i\omega} \mathbf{E}. \quad (5)$$

Соотношение (5) можно записать в виде закона Ома $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$, где комплексная проводимость сверхпроводника даётся выражением [1, §11], [3, §5.3]

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{(1 + i\omega\tau)} + \frac{n_s e^2}{m^*} \frac{1}{i\omega}, \quad (6)$$

$\sigma_0 = e^2 n_n \tau / m^*$ – нормальная проводимость в модели Друде. Заметим, что второе слагаемое имеет формальную расходимость на нулевой частоте, поэтому статический случай следует рассмотреть особо.

Подставим соотношение (5) в первое уравнение Максвелла

$$\text{rot } \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} \quad (7)$$

и получим

$$\text{rot } \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \left(\frac{\sigma_0}{(1 + i\omega\tau)} + \frac{n_s e^2}{m^*} \frac{1}{i\omega} \right) \mathbf{E}. \quad (8)$$

Для гармонических полей второе уравнение Максвелла можно записать в следующей форме

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\frac{i\omega}{c} \mathbf{B}. \quad (9)$$

Применим операцию rot к обеим частям уравнения (8) и с учётом формулы

(9) получим

$$\text{rot rot } \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \left(\frac{\sigma_0}{(1 + i\omega\tau)} + \frac{n_s e^2}{m^*} \frac{1}{i\omega} \right) \left(-\frac{i\omega}{c} \right) \mathbf{B}. \quad (10)$$

Введём два параметра: глубину проникновения магнитного поля в нормальные металлы (глубину скин-слоя) в пределе низких частот [2, §7.1]

$$\delta = \frac{c}{\sqrt{2\pi\omega\sigma_0}} \quad (11)$$

и так называемую лондоновскую глубину проникновения магнитного поля в сверхпроводящие металлы (рис. 2а)

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{m^*}{e^2} \frac{c^2}{4\pi n_s}} = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - T/T_c}}, \quad (12)$$

где λ_0 – лондоновская глубина проникновения при $T = 0$. Формула (12) получена из соотношения (1) для $T \lesssim T_c$. В нормальном состоянии плотность сверхпроводящих электронов равна нулю, поэтому $\lambda_L = \infty$ при $T > T_c$.

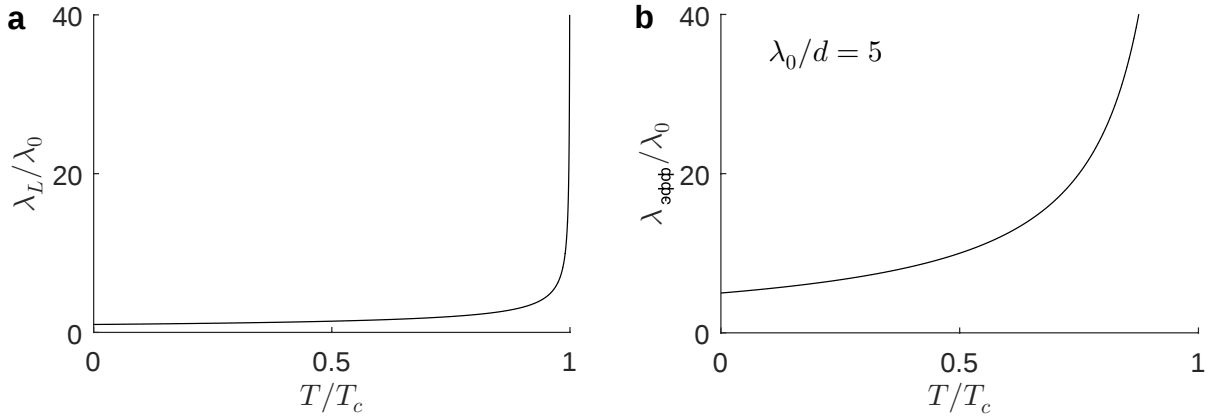


Рис. 2. **а** – Зависимость лондоновской глубины проникновения λ_L от температуры, см. соотношение (12). **б** – Зависимость эффективной глубины проникновения $\lambda_{\text{эфф}}$ от температуры, см. соотношение (27)

Введённые нами параметры δ и λ_L позволяют записать уравнение (10) в пределе $\omega\tau \ll 1$ в следующем виде

$$\text{rot rot } \mathbf{B} + \left(\frac{2i}{\delta^2} + \frac{1}{\lambda_L^2} \right) \mathbf{B} = 0. \quad (13)$$

При условии $4\pi\omega\sigma_0/c^2 \ll \lambda_L^{-2}$ (или $\delta \gg \lambda_L$), которое выполняется для низких частот и для температур, не слишком близких к критической температуре, можно пренебречь вкладом нормальных электронов в полную

проводимость и экранировку и получить второе уравнение Лондонов

$$\text{rot rot } \mathbf{B} + \frac{1}{\lambda_L^2} \mathbf{B} = 0. \quad (14)$$

Второе уравнение Лондонов (14) можно записать и по-другому. Поскольку в стационарном случае в сверхпроводнике могут существовать только сверхпроводящие токи, первое Максвелла (7) запишем в виде

$$\text{rot } \mathbf{B} = (4\pi/c) \mathbf{j}_s. \quad (15)$$

Введём векторный потенциал $\mathbf{A}$, удовлетворяющий соотношению $\text{rot } \mathbf{A} = \mathbf{B}$, и перепишем соотношение (15) в виде

$$\text{rot} \left(\frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_s \right) + \frac{1}{\lambda_L^2} \text{rot } \mathbf{A} = 0 \quad \text{или} \quad \text{rot} \left(\frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_s + \frac{1}{\lambda_L^2} \mathbf{A} \right) = 0. \quad (16)$$

Если векторный потенциал удовлетворяет лондоновской калибровке $\text{div } \mathbf{A} = 0$, то уравнение (16) можно записать как

$$\mathbf{j}_s = -\frac{c}{4\pi\lambda_L^2} \mathbf{A}. \quad (17)$$

Замечание 1: в нормальном состоянии ($n_s = 0$ и $\lambda_L^{-2} = 0$) уравнение (13) принимает вид $\Delta \mathbf{B} - 2i\delta^{-2} \mathbf{B} = 0$. Это уравнение имеет решение типа $\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 e^{ikx}$, где $k = (1 - i)/\delta$. Таким образом, амплитуда переменного магнитного поля по мере распространения электромагнитной волны внутрь нормального металла затухает по экспоненциальному закону, при этом параметр δ , определённый соотношением (11), оказывается глубиной скин-слоя. Для практических расчётов глубины скин-слоя в немагнитных материалах в единицах СИ можно использовать формулу $\delta[\text{м}] \simeq 500 \sqrt{\rho[\text{Ом} \cdot \text{м}]/f[\text{Гц}]}$, где ρ – удельное сопротивление, f – частота. Для хороших металлов (например, для меди или серебра) на частотах 10-100 кГц глубина скин-слоя по порядку величины равна 0.3-0.7 мм и существенно превышает типичную лондоновскую глубину проникновения в типичных сверхпроводниках для температур, не слишком близких к T_c .

Замечание 2: уравнение (17) не является калибровочно-инвариантным, поскольку векторный потенциал определен с точностью до градиента произвольной функции. Последовательная теория позволяет записать связь между сверхтоком и векторным потенциалом в виде (например, [1, §14])

$$\mathbf{j}_s = -\frac{c}{4\pi\lambda_L^2} \left(\mathbf{A} + \frac{\Phi_0}{2\pi} \nabla \theta \right), \quad (18)$$

где θ – фаза волновой функции параметра порядка, $\Phi_0 = \pi\hbar c/|e| \simeq 2 \cdot 10^{-7} \text{ Гс} \cdot \text{см}^2$ – квант магнитного потока. Состояние, для которого $\text{rot } \nabla \theta \neq 0$, называется вихревым состоянием, которое реализуется в сверхпроводниках второго рода. Далее мы будем считать, что амплитуда внешнего магнитного поля достаточно мала, поэтому сверхпроводник остается в мейсснеровском (или безвихревом) состоянии, для которого связь плотности сверхтока и векторного потенциала даётся соотношением (17).

2.2 Экранировка однородного магнитного поля массивным сверхпроводником

В качестве простой иллюстрации эффекта экранировки обсудим вопрос о связи магнитного поля на поверхности массивного сверхпроводника с магнитным полем в толще сверхпроводника (например, [1, §6] и [2, §15.5]).

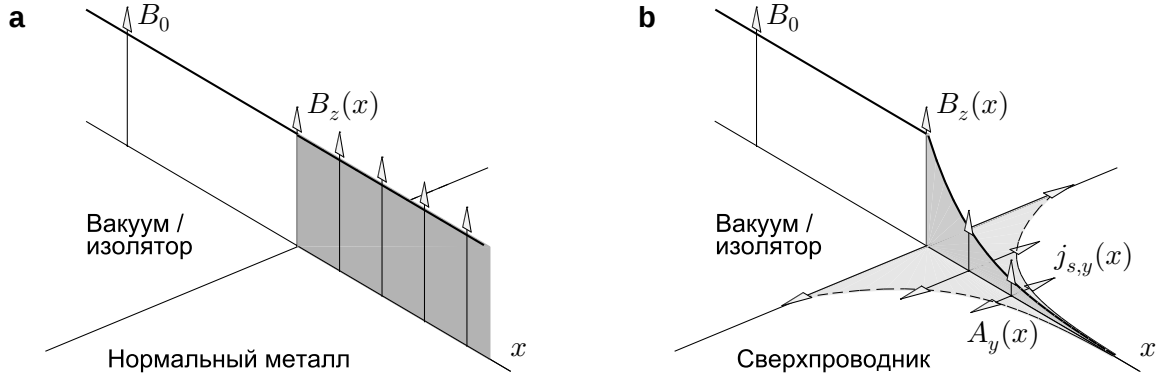


Рис. 3. Схематическое распределение полей и токов внутри нормального металла (а) и массивного сверхпроводника с плоской поверхностью (b); поля и токи в сверхпроводнике при удалении от поверхности затухают экспоненциально по закону e^{-x/λ_L} [5]

Рассмотрим сверхпроводящее полупространство, занимающее область $x > 0$ и предположим, что магнитное поле направлено по оси z и на поверхности равно B_0 (рис. 3). Будем искать решение уравнения (14) в виде $\mathbf{B} = B_z(x) \mathbf{e}_z$, тогда для z -компоненты магнитной индукции получаем дифференциальное уравнение второго порядка

$$\frac{d^2 B_z}{dx^2} - \frac{B_z}{\lambda_L^2} = 0.$$

Решением этого уравнения, которое затухает при $x \rightarrow \infty$ и соответствует граничному условию для магнитной индукции при $x = 0$, является

$$B_z = B_0 e^{-x/\lambda_L}.$$

Иными словами, статическое магнитное поле экранируется в массивных сверхпроводниках на масштабе, равном лондоновской глубине проникновения магнитного поля (рис. 3b). Отметим, что статическое магнитное поле в нормальных металлах не экранируется (рис. 3a).

2.3 Квазистатическая экранировка поля магнитного диполя тонкой сверхпроводящей плёнкой

Перейдем к обсуждению основного вопроса лабораторной работы и рассмотрим особенности экранировки неоднородного магнитного поля тонкой сверхпроводящей плёнкой (d – толщина плёнки). В качестве источника магнитного поля можно рассмотреть виток с током, который имеет магнитный момент $m_0 \sim I_0 R_d^2$, где I_0 – амплитуда тока и R_d – радиус витка. Целью данного раздела является получение выражения, описывающего магнитное поле под сверхпроводящей плёнкой в зависимости от температуры.

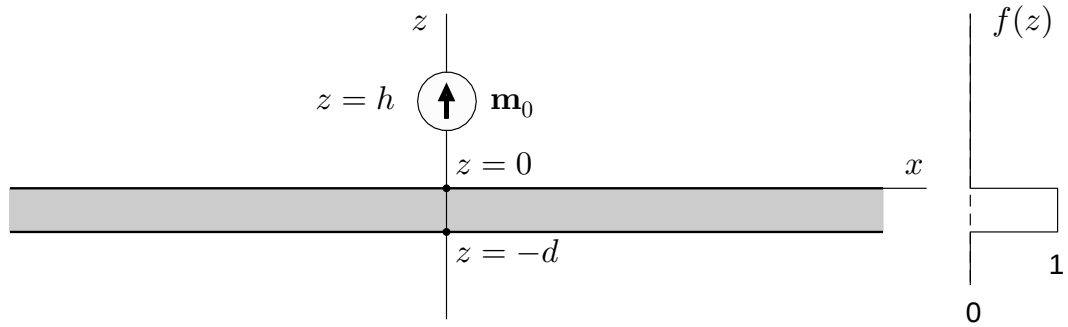


Рис. 4. Постановка задачи об экранировке поля магнитного диполя сверхпроводящей плёнкой конечной толщины

Вектор намагниченности, соответствующий рассматриваемому распределению стороннего тока, при условии $R_d/h \ll 1$ можно записать в виде точечного магнитного диполя¹

$$\mathbf{M} = m_0 \delta(x) \delta(y) \delta(z - h) \mathbf{e}_z, \quad (19)$$

где h – высота магнитного диполя над верхней поверхностью плёнки, $\mathbf{e}_z$ – единичный вектор, ориентированный по нормали к поверхности плёнки, (x, y, z) – декартова система координат (рис. 4). Будем считать, что ток в катушке и соответствующий ей дипольный момент изменяются во времени по гармоническому закону. Используя соотношения (7), (17) и (19), запишем первое уравнение Максвелла в виде [6]

$$\text{rot } \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, \quad \text{где } \mathbf{j} = \left(-\frac{c}{4\pi\lambda_L^2} \mathbf{A} \right) \cdot f(z) + c \text{rot } \mathbf{M}, \quad (20)$$

в котором мы пренебрегли нормальными токами и токами смещения, что представляется разумным до частот порядка нескольких ГГц; функция $f(z)$ равна единице внутри сверхпроводящей плёнки ($-d \leq z \leq 0$) и нулю

¹Анализ обратного случая $R_d/h \gtrsim 1$ представлен в разделе 2.4.

вне этого интервала (рис. 4). Перейдем от $\mathbf{B}$ к $\mathbf{A}$ и получим

$$\text{rot rot } \mathbf{A} = -\frac{f(z)}{\lambda_L^2} \mathbf{A} + 4\pi \text{rot} \left(m_0 \delta(x) \delta(y) \delta(z-h) \mathbf{e}_z \right). \quad (21)$$

Будем искать решение уравнения (21) в виде $\mathbf{A} = \text{rot } \mathbf{a}$, тогда

$$\text{rot} \left\{ \text{rot rot } \mathbf{a} + \frac{f(z)}{\lambda_L^2} \mathbf{a} - 4\pi m_0 \delta(x) \delta(y) \delta(z-h) \mathbf{e}_z \right\} = 0$$

или

$$\text{rot rot } \mathbf{a} + \frac{f(z)}{\lambda_L^2} \mathbf{a} - 4\pi m_0 \delta(x) \delta(y) \delta(z-h) \mathbf{e}_z = \nabla \phi, \quad (22)$$

где ϕ – произвольная функция. Принимая во внимание известное соотношение $\text{rot rot } \mathbf{a} = \nabla \text{div } \mathbf{a} - \Delta \mathbf{a}$ и выбирая $\phi = \text{div } \mathbf{a}$, переходим к уравнению вида

$$\Delta \mathbf{a} - \frac{f(z)}{\lambda_L^2} \mathbf{a} + 4\pi m_0 \delta(x) \delta(y) \delta(z-h) \mathbf{e}_z = 0, \quad (23)$$

где Δ – оператор Лапласа. В силу симметрии задачи будем искать решение уравнения (23) в виде $\mathbf{a} = a_z(r, z) \mathbf{e}_z$, где (r, φ, z) – цилиндрические координаты. Для вспомогательной функции $a_z(r, z)$ получаем скалярное дифференциальное уравнение с переменными коэффициентами²

$$\frac{\partial^2 a_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial a_z}{\partial r} + \frac{\partial^2 a_z}{\partial z^2} - \frac{f(z)}{\lambda_L^2} a_z = -4\pi m_0 \delta(z-h) \frac{\delta(r)}{2\pi r}. \quad (24)$$

Если мы ограничимся рассмотрением экранировки сверхпроводящих плёнок предельно малой толщины ($d \ll \lambda_L \ll h$), то можно выполнить замену $f(z) = d \delta(z)$ и перейти к уравнению с сингулярным потенциалом

$$\frac{\partial^2 a_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial a_z}{\partial r} + \frac{\partial^2 a_z}{\partial z^2} - \frac{d}{\lambda_L^2} \delta(z) a_z = -4\pi m_0 \delta(z-h) \frac{\delta(r)}{2\pi r}. \quad (25)$$

Для решения дифференциального уравнения (25) применим преобразование Ханкеля (или Ганкеля) нулевого порядка [7, §8.6] по координате r и получим дифференциальное уравнение с постоянными коэффициентами

$$\frac{d^2 \hat{a}_z}{dz^2} - q^2 \hat{a}_z - \frac{d}{\lambda_L^2} \delta(z) \hat{a}_z = -2m_0 \delta(z-h) \quad (26)$$

² При преобразованиях мы использовали тождество $\delta(x)\delta(y) = \delta(r)/2\pi r$.

для вспомогательной функции

$$\hat{a}_z(q, z) = \int_0^\infty a_z(r, z) J_0(qr) r dr,$$

где q – волновое число и $J_0(x)$ есть функция Бесселя первого рода нулевого порядка. Параметр

$$\lambda_{\text{эфф}} \equiv \frac{\lambda_L^2}{d} = \frac{\lambda_0^2}{d} \cdot \left(1 - \frac{T}{T_c}\right), \quad (27)$$

появившийся в уравнениях (25) и (26), обычно называется эффективной глубиной проникновения магнитного поля (или пирловской глубиной). Эта величина характеризует типичный масштаб распределения экранирующих токов в тонких сверхпроводящих плёнках в латеральной плоскости; для тонких плёнок $d \ll \lambda_L$ эффективная глубина проникновения $\lambda_{\text{эфф}} \gg \lambda_L$ (рис. 2b).

Рассмотрим решения уравнения (26) для тонкой сверхпроводящей плёнки в двух областях. В области 1 над плёнкой ($z > 0$) уравнение (26) принимает вид $\hat{a}_z'' - q^2 \hat{a}_z = -2m_0 \delta(z - h)$, которое имеет общее решение

$$\hat{a}_z^{(1)}(q, z) = \frac{m_0}{q} e^{-q|z-h|} + C_1 e^{-qz}, \quad (28)$$

где C_1 – неизвестная постоянная. Заметим, что первое слагаемое в (28) представляет собой поле точечного затравочного диполя в q, z -координатах. В области 2 под плёнкой ($z < 0$) уравнение (26) принимает вид $\hat{a}_z'' - q^2 \hat{a}_z = 0$, которое имеет решение

$$\hat{a}_z^{(2)}(q, z) = C_2 e^{qz}, \quad (29)$$

где C_2 – неизвестная постоянная. Поскольку эффективный потенциал в уравнении (26) содержит *расходимость* при $z = 0$, неизвестная функция $\hat{a}_z$ должна изменяться непрерывно для всех значений z , а первая производная $d\hat{a}_z/dz$ должна иметь разрыв при $z = 0$, пропорциональный коэффициенту при дельта-функции. Граничные условия

$$\hat{a}_z^{(1)} \Big|_{z=0} = \hat{a}_z^{(2)} \Big|_{z=0} \quad \text{и} \quad \frac{d}{dz} \hat{a}_z^{(1)} \Big|_{z=0} - \frac{d}{dz} \hat{a}_z^{(2)} \Big|_{z=0} = \frac{d}{\lambda_L^2} \hat{a}_z^{(2)}(0)$$

позволяют определить значения постоянных

$$C_1 = \frac{m_0}{q} \left\{ \left(1 + \frac{d}{2q\lambda_L^2} \right)^{-1} - 1 \right\} e^{-qh}, \quad C_2 = \frac{m_0}{q} \left(1 + \frac{d}{2q\lambda_L^2} \right)^{-1} e^{-qh}.$$

Следовательно, решение уравнения (26) под тонкой сверхпроводящей плёнкой (при $z < 0$) можно записать в виде

$$\tilde{a}_z^{(2)}(q, z) = \frac{m_0}{q} \left(1 + \frac{d}{2q\lambda_L^2} \right)^{-1} e^{-q(h+|z|)}.$$

Вычисляя обратное преобразование Ханкеля, находим аксиальную компоненту векторного потенциала, описывающего магнитное поле под тонкой сверхпроводящей плёнкой

$$A_\varphi^{(2)}(r, z) = -\frac{\partial a_z^{(2)}}{\partial r} = \int_0^\infty \left(1 + \frac{d}{2q\lambda_L^2} \right)^{-1} \frac{m_0}{q} e^{-qH} J_1(qr) q^2 dq, \quad (30)$$

где $J_1(x) = -J'_0(x)$ есть функция Бесселя первого порядка; $H \equiv h + |z|$ – расстояние от плоскости, в которой находится затравочный магнитный диполь, до плоскости наблюдения под плёнкой. Легко видеть, что для любого z это решение представляет собой поле точечного диполя, которое ослаблено в меру множителя $(1 + d/2q\lambda_L^2)^{-1}$. Отметим, что из-за наличия множителя $e^{-q(h+|z|)}$ в подынтегральном выражении (30), основной вклад в интеграл вносят значения $q \lesssim 1/h$; прочие q будут давать экспоненциально малый вклад.

Рассмотрим два важных частных случая.

1. Для плёнок предельно малой толщины и/или высоких температур, близких к критической температуре, параметр $d/(q\lambda_L^2) \ll 1$; следовательно, можно разложить выражение (30) в ряд Тейлора по параметру d/λ_L^2

$$\begin{aligned} A_\varphi^{(2)}(r, z) &= m_0 \int_0^\infty e^{-qH} J_1(qr) q dq - \frac{m_0 d}{2\lambda_L^2} \int_0^\infty e^{-qH} J_1(qr) dq = \\ &= \frac{m_0 r}{(r^2 + H^2)^{3/2}} - \frac{m_0 d}{2\lambda_L^2} \frac{1}{r} \left(1 - \frac{H}{\sqrt{r^2 + H^2}} \right). \end{aligned} \quad (31)$$

Второе слагаемое в формуле (31) является малой поправкой к первому слагаемому, которое соответствует полю затравочного точечного магнитного диполя. Следовательно, при условии $h \ll \lambda_L^2/d$ реализуется режим сла-

бой экранировки: экранирующие токи в сверхпроводящей плёнке частично ослабляют поле затравочного диполя, при этом поправка к векторному потенциалу пропорциональна d/λ_L^2 .

2. Если параметр $d/(q\lambda_L^2) \gg 1$, что соответствует случаю $h \gg \lambda_L^2/d$, то из соотношения (30) получаем

$$A_\varphi^{(2)}(r, z) = 2m_0 \frac{\lambda_L^2}{d} \int_0^\infty e^{-qH} J_1(qr) q^2 dq = 2m_0 \frac{\lambda_L^2}{d} \frac{3rH}{(r^2 + H^2)^{5/2}}. \quad (32)$$

В режиме сильной экранировки поле под сверхпроводящей плёнкой мало в меру малости фактора λ_L^2/d .

Таким образом, в зависимости от соотношения между высотой катушки над тонкой плёнкой и эффективной глубиной проникновения магнитного поля могут реализовываться режимы слабой и сильной экранировки.

Замечание 3: для вычисления интегралов, содержащих функции Бесселя, воспользуемся табличными соотношениями [8]

$$\mathcal{I}_1 = \int_0^\infty e^{-qh} J_0(qr) dq = \frac{1}{\sqrt{r^2 + h^2}} \quad \text{и} \quad \mathcal{I}_2 = \int_0^\infty e^{-qh} J_1(qr) dq = \frac{1}{r} \left(1 - \frac{h}{\sqrt{r^2 + h^2}} \right).$$

Используя метод дифференцирования по параметру, можно вычислить еще два интеграла

$$\mathcal{I}_3 = \int_0^\infty e^{-qh} J_1(qr) q dq = -\frac{d\mathcal{I}_1}{dr} = -\frac{d\mathcal{I}_2}{dh} = \frac{r}{(r^2 + h^2)^{3/2}} \quad \text{и}$$

$$\mathcal{I}_4 = \int_0^\infty e^{-qh} J_1(qr) q^2 dq = -\frac{d\mathcal{I}_3}{dh} = \frac{3rh}{(r^2 + h^2)^{5/2}}.$$

2.4 Исследование экранирующих свойств тонких сверхпроводящих плёнок с помощью двух катушек

Для регистрации магнитного поля под сверхпроводящим образцом как правило используют датчик магнитного поля [6] или вспомогательную катушку [9, 10].

Рассмотрим тонкую сверхпроводящую плёнку ($d \ll \lambda_L$), которая помещена в пространство между двумя катушками (рис. 5) – возбуждающей катушки радиуса R_d (drive coil) и приёмной катушки радиуса R_p (pick-up coil). Очевидно, что переменное магнитное поле, создаваемое переменным

током в обмотке возбуждающей катушки и пронизывающее приёмную катушку, будет наводить в каждом витке приёмной катушки э. д. с. индукции, равную по порядку величины

$$U_{\text{э.д.с.}} = \oint E_{\varphi} dl \simeq \frac{\omega}{c} 2\pi R_p A_{\varphi}^{(2)}(R_p, |z|),$$

где $|z|$ – расстояние от сверхпроводящей плёнки до приёмной катушки, $E_{\varphi} = \omega A_{\varphi}^{(2)}/c$ – амплитуда переменного электрического поля в области приёмной катушки.

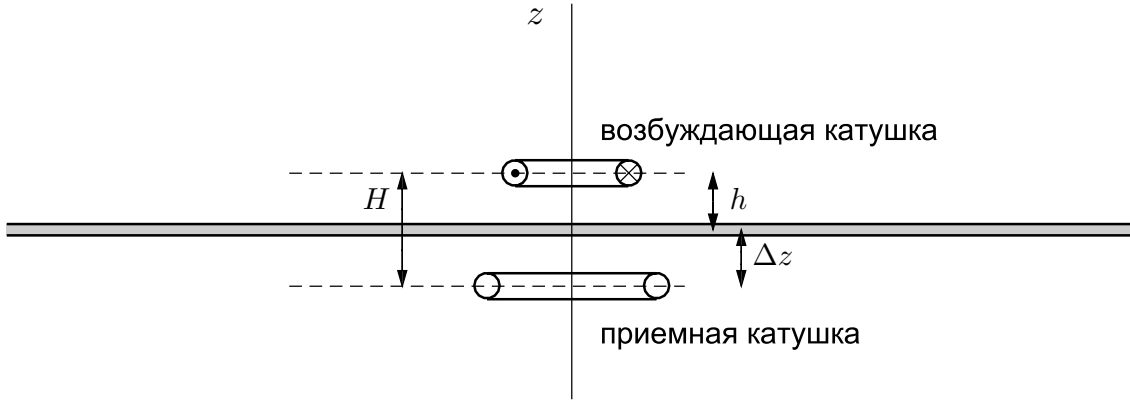


Рис. 5. Тонкая сверхпроводящая плёнка между двух катушек

Для возбуждающей катушки малого диаметра, находящейся над тонкой сверхпроводящей плёнкой на высоте, превышающей эффективную глубину проникновения (т. е. при выполнении условий $d \ll \lambda_L$ и $R_d \ll \lambda_L^2/d \ll h$) для определения параметров магнитного поля под тонкой плёнкой можно использовать соотношение (32). В этом случае амплитуда осцилляций напряжения, индуцированного в приёмной катушке, в рассматриваемой модели будет равна

$$U_{\text{э.д.с.}} \simeq \frac{\omega}{c} 2\pi R_p \cdot 2I_0 R_d^2 \cdot \frac{\lambda_L^2(T)}{d} \cdot \frac{3R_p H}{(R_p^2 + H^2)^{5/2}}, \quad (33)$$

где $m_0 = I_0 R_d^2$ – магнитный момент витка с током, I_0 – амплитуда осцилляций тока в возбуждающей катушке. Таким образом, в режиме сильной экранировки напряжение на обмотке приёмной катушки оказывается пропорциональным эффективной глубине проникновения магнитного поля $\lambda_{\text{эфф}}$ при данной температуре.

Соотношение (33) поясняет преимущества применения системы двух индуктивно-связанных катушек по сравнению с магнитной частицей, имеющей постоянный магнитный момент, и датчиком магнитного поля:

- во-первых, изменяя силу тока в возбуждающей катушке можно регулировать амплитуду неоднородного магнитного поля и отключать его при необходимости;
- во-вторых, увеличивая частоту осцилляций тока в возбуждающей катушке можно повысить э. д. с. индукции в приёмной катушке;
- в-третьих, проводя измерение на переменной частоте в узкой спектральной полосе, можно существенно повысить отношение «сигнал-шум» и чувствительность метода.

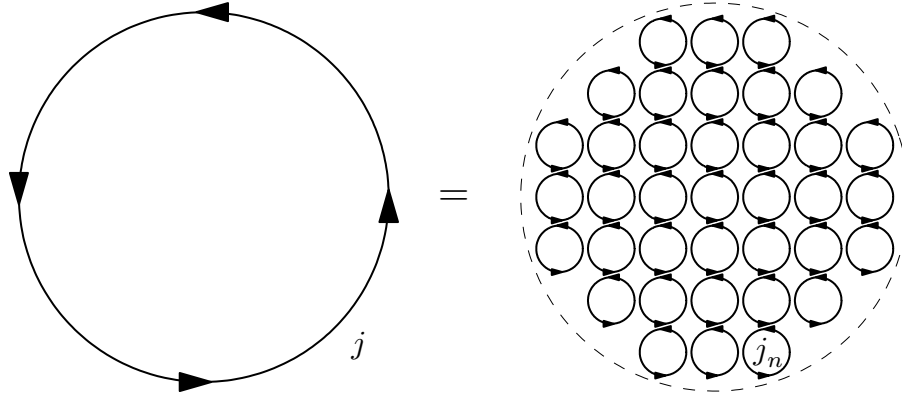


Рис. 6. Эквивалентность краевого тока, текущего по обмотке возбуждающей катушки большого диаметра, и комбинации точечных витков с током

Довольно сложно изготовить возбуждающую катушку, диаметр которой будет существенно меньше расстояния от катушки до сверхпроводящей плёнки, а магнитный момент будет достаточно велик. С целью повышения чувствительности измерительной схемы используют возбуждающие катушки большого диаметра ($R_d/h \gtrsim 1$), содержащие несколько десятков витков. Примем во внимание, что распределение тока в возбуждающей катушке большого диаметра может быть представлено в виде суммы токов точечных витков (рис. 6). Следовательно, суммируя вклады от точечных магнитных диполей, каждый из которых описывается соотношениями (31) и (32), мы можем получить векторный потенциал под сверхпроводящей плёнкой и в этом случае. Принципиально важным является то обстоятельство, что поле отдельного диполя будет пропорционально либо $\lambda_{\text{эфф}}$ при $T < T_c$, либо $\lambda_{\text{эфф}}^{-1}$ при $T \rightarrow T_c$ вне зависимости от его положения по отношению в началу координат. Следовательно, э.д.с. индукции на приёмной катушке должна иметь универсальную температурную зависимость

$$U_{\text{э.д.с.}} = \alpha_1 \cdot I_0 \cdot \frac{\lambda_0^2}{d} \frac{T_c}{(T_c - T)} \quad \text{при} \quad T \lesssim T_c, \quad (34)$$

$$U_{\text{э.д.с.}} = U_0 - \alpha_2 \cdot I_0 \cdot \frac{d}{\lambda_0^2} \frac{(T_c - T)}{T_c} \quad \text{при} \quad T \rightarrow T_c, \quad (35)$$

$$U_{\text{э.д.с.}} = U_0 \quad \text{при} \quad T > T_c, \quad (36)$$

где постоянные U_0 , α_1 и α_2 определяются размерами и взаимным положением системы катушек и потому не зависят от температуры. Соотношения (34)–(35) являются теоретической основой метода, позволяющего исследовать температурную зависимость эффективной глубины проникновения и получить оценку критической температуры сверхпроводящего образца, на основе измерения коэффициента взаимной индукции возбуждающей и приёмной катушек [9], [10].

Замечание 4: точные расчёты показывают [9], что для случая двух соосных катушек – возбуждающей катушки радиуса R_d и приёмной катушки радиуса R_p , разделённых тонкой сверхпроводящей плёнкой, э.д.с. индукции на приёмной катушке будет пропорциональна следующему выражению

$$U_{\text{э.д.с.}} \propto R_d R_p \int_0^\infty \left(1 + \frac{d}{2q\lambda_L^2}\right)^{-1} J_1(qR_d) J_1(qR_p) e^{-qH} dq. \quad (37)$$

В предельном случае $R_d/h \ll 1$ мы получаем $J_1(qR_d) \simeq qR_d$ и переходим к выражению типа (30). Формула (37) подтверждает справедливость соотношений (34)–(35).

Замечание 5: Представленный выше анализ справедлив для тонких сверхпроводящих плёнок, неограниченных в латеральной плоскости. Любые реальные образцы имеют конечный размер L . Следствием неизбежного усиления магнитного поля на краю образца из-за большого размагничивающего фактора $L/d \gg 1$ [12, §54] оказывается возможным вход вихрей с периферийной области во внутреннюю часть образца. Иными словами, возможен переход образца в смешанное состояние в магнитном поле возбуждающей катушки. Появление вихрей в образце делает экранировку менее эффективной и, соответственно, изменит амплитуду осцилляций напряжения в приёмной катушке и приведет к тому, что соотношения (34)–(35) окажутся неприменимы. Теоретическое рассмотрение экранировки неоднородного магнитного поля сверхпроводящими плёнками конечного размера чрезвычайно сложно. Однако нетрудно проверить экспериментально, происходит вход вихрей в образец в процессе измерений. Для этого нужно проверить линейность зависимости $U_{\text{э.д.с.}}$ от амплитуды тока I_0 в возбуждающей катушке в процессе измерений. Если эта зависимость является линейной и обратимой (с экспериментальной точностью), то входа вихрей не происходит, образец остается в мейснеровском (безвихревым) состоянии и формулы (34)–(35) применимы для описания экспериментальных данных.

3. Эксперимент

3.1 Описание экспериментальной установки

Экспериментальная часть работы выполняется на стенде, состоящем из транспортного сосуда Дьюара СТГ–40 с жидким гелием, низкотемпературной вставки (зонда), синхронного детектора (lock-in amplifier) Stanford Research SR830 и измерителя температуры Lake Shore 211.

Зонд представляет собой тонкостенную трубку из нержавеющей стали, на верхнем («горячем») конце которой размещены разъёмы для подключения усилителя и мультиметра, а на нижнем («холодном») конце – медный держатель для образцов размером 10 мм × 10 мм. Зонд помещается во вторую трубку из нержавеющей стали с двойными стенками, которая играет роль защитного корпуса и термостата, на дне этой трубки имеется отверстие для входа или выхода гелия. Исследуемый образец помещается между двух катушек. Возбуждающая катушка изготовлена из медной проволоки диаметром 0.04 мм, намотанной на сердечник из текстолита (внутренний диаметр 4 мм, внешний диаметр 9 мм, индуктивность примерно 500 мкГн, полное число витков порядка 100). На возбуждающую катушку через сопротивление 5.5 кОм подаётся гармонический сигнал со встроенного генератора SR830 с амплитудой порядка нескольких сотен мВ на частоте 30 кГц. Приёмная катушка изготовлена из медной проволоки диаметром 0.04 мм, намотанной на сердечник из феррита (внутренний диаметр 3 мм, внешний диаметр 9 мм, индуктивность примерно 330 мкГн, полное число витков порядка 100), типичные значения амплитуды наведённой на приёмной катушке э.д.с. индукции – доли мВ. Для измерения температуры в медный держатель встроен кремниевый термосенсор, позволяющий фиксировать изменение температуры образца в интервале от 4 до 300 К с точностью 0.02 К.

Низкотемпературная вставка в защитном корпусе размещается в горловине сосуда Дьюара с жидким гелием и надёжно фиксируется гайкой М41. При погружении зонда в защитном корпусе в сосуд Дьюара верхний газовый вентиль на рис. 7, соединяющий вставку с атмосферой, должен быть *закрит*, а нижний вентиль на рис. 7, соединяющий внутренний объём сосуда Дьюара с линией сбора газообразного гелия, должен быть *открыт*. Низкотемпературная вставка в защитном корпусе медленно опускается в сосуд Дьюара, при этом охлаждение обеспечивается парами испаряющегося жидкого гелия, которые охлаждают корпус снаружи и затем поступают в линию сбора газообразного гелия. При приближении к критической тем-

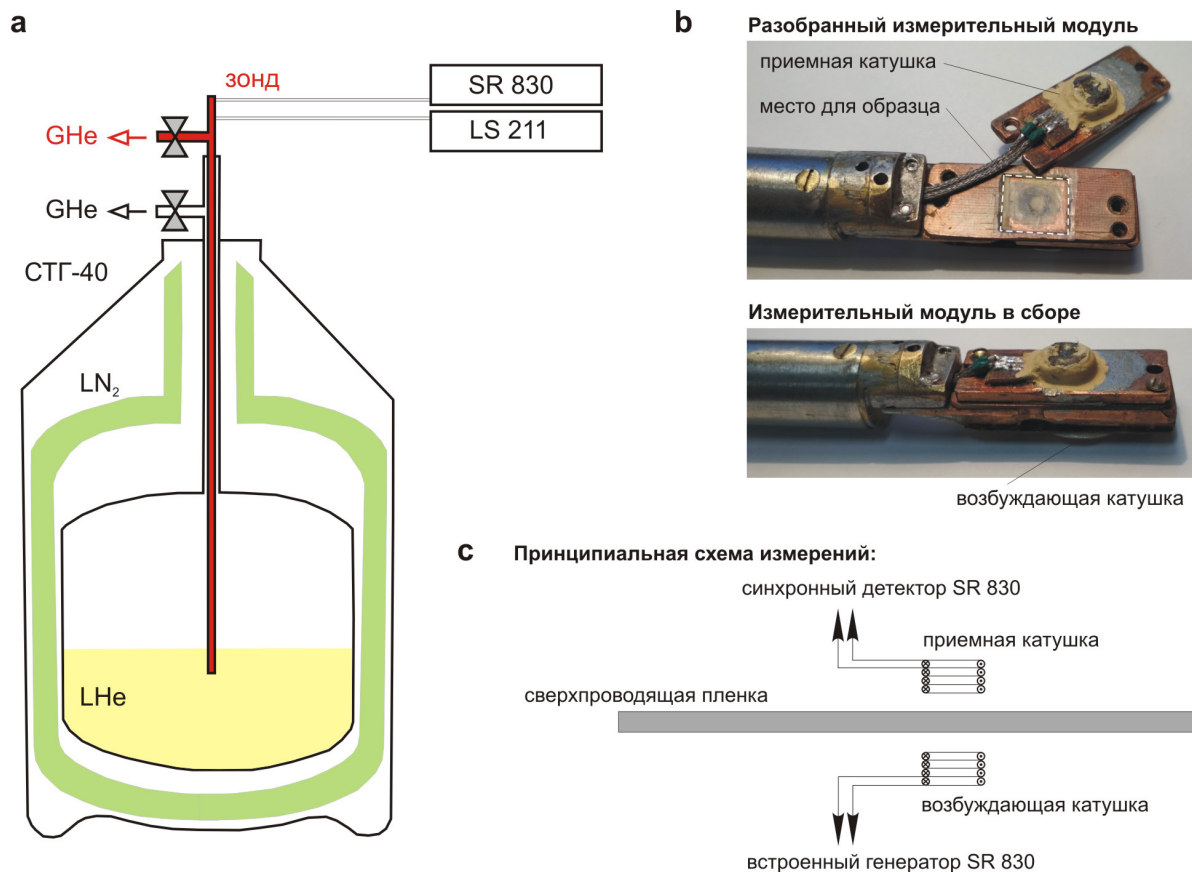


Рис. 7. Схематический вид сосуда Дьюара СТГ-40 в разрезе (а), конструкция держателя образца (b) и блок-схема измерительной установки (с); GHe – газообразный гелий, LHe – жидкий гелий, LN₂ – жидкий азот

пературе сверхпроводника (~ 15 K) необходимо открыть верхний вентиль. Поскольку давление газообразного гелия внутри вставки будет близко к атмосферному давлению, а давление в линии сбора и, соответственно, внутри сосуда Дьюара на 50-100 мм рт. ст. выше атмосферного давления, из-за разницы давлений испаряющий холодный гелий и/или жидкий гелий будет поступать внутрь защитного корпуса через маленькое отверстие, при этом эффективно охлаждая образец. Когда «холодный» конец вставки окажется погруженным в жидкий гелий, температура образца достигает температуры кипения жидкого гелия 4.2 K (при нормальных условиях).

Грубая регулировка температуры в процессе измерений производится перемещением вставки вверх-вниз: при погружении вставки происходит охлаждение «холодного» конца зонда и, соответственно, образца, при выходе «холодного» конца зонда из жидкого гелия происходит нагрев образца. Для повышения точности зонд нужно двигать медленно. В самом деле, показания термодатчика будут характеризовать температуру образца только в том случае, если достигнуто состояние термодинамического равновесия и все элементы держателя образца имеют одну и ту же темпе-

ратуру. При быстром охлаждении или нагреве держателя образца в системе будут возникать неустраняемые градиенты температуры. Иными словами, любые температурные измерения должны проводиться с предельно малой скоростью изменения температуры.

Тонкая регулировка температуры зонда достигается путем изменения скорости истечения газообразного гелия через верхний и нижний вентили при фиксированной глубине погружения зонда. Для повышения температуры образца необходимо закрыть верхний вентиль, что приведет к повышению давления газообразного гелия внутри вставки, выдавливанию паров холодного газообразного гелия и/или жидкого гелия из защитного корпуса в сосуд Дьюара и нагреву образца из-за естественного теплопритока. Для понижения температуры образца необходимо открыть верхний вентиль, что, согласно описанному выше механизму, приведет к охлаждению образца. Таким образом, регулируя с помощью верхнего вентиля давление гелия в защитном корпусе, можно плавно измерить температуру образца и исследовать температурную зависимость коэффициента взаимной индукции двух катушек в интервале от 4.2 К до ~ 15 К в квазиравновесном режиме.

3.2 Пример обработки результатов измерений

Типичная зависимость амплитуды наведённого сигнала в приёмной катушке U от температуры T представлена на рис. 8а. Далее можно поступать несколькими способами.

Во-первых, низкотемпературную часть зависимости $U(T)$ можно аппроксимировать функциональной зависимостью вида (34)

$$U = \frac{A}{1 - T/T_c}, \quad (38)$$

где A и T_c есть подгоночные параметры. Такая процедура позволяет получить оценку критической температуры образца бесконтактным образом. На рис. 8а аппроксимация экспериментальных данных модельной зависимостью (38) показана пунктирной линией. Подчеркнём еще раз, что низкотемпературная часть зависимости U от T характеризует температурную зависимость обратной эффективной глубины проникновения и, соответственно, концентрацию куперовских пар. Легко видеть, что зависимость $1/U$ от T для гибридной структуры «сверхпроводник – нормальный металл» при $T \ll T_c$ отличается от линейной зависимости (рис. 8b), что может свидетельствовать о развитии эффекте близости в гибридных структурах

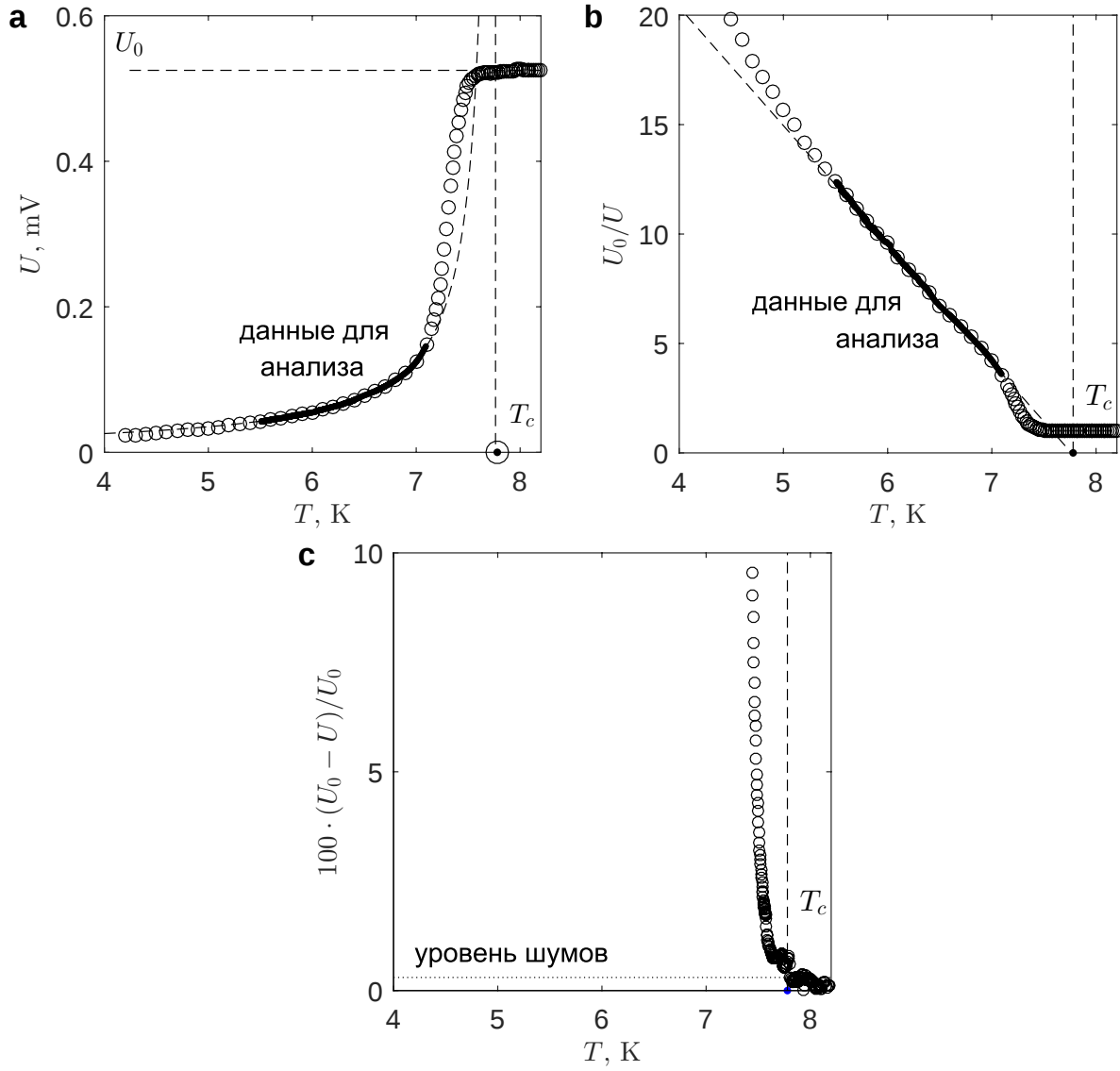


Рис. 8. **а** – Типичная зависимость амплитуды сигнала, индуцированного на приёмной катушке, от температуры; приёмная и возбуждающая катушки разделены тонкоплёночной гибридной структурой «сверхпроводник – нормальный металл» (Cu/NbN), амплитуда напряжения в возбуждающей катушке 200 мВ. **б** – Зависимость нормированного сигнала U_0/U от температуры. **с** – Зависимость разностного сигнала $U_0 - U$ от температуры

«сверхпроводник – нормальный металл» [11] при гелиевых температурах.

Во-вторых, можно построить зависимость разностного сигнала $U_0 - U$ от T , где $U_0 = U$ при $T > T_c$ и независимым образом получить оценку критической температуры. Например, можно определить критическую температуру как точку, в которой разностный сигнал превосходит уровень шумов в нормальном состоянии (рис. 8с).

4. Практические задания

1. Установите образец в криогенную вставку, проверьте отсутствие электрического контакта между возбуждающей катушкой и образцом, а также между образцом и приёмной катушкой. Проверьте надёжность электрических соединений.
2. Соедините возбуждающую катушку с генератором синусоидального сигнала на базе синхронного детектора SR830 и подайте в возбуждающую катушку переменный ток. Убедитесь в появлении сигнала в приёмной катушке, при этом амплитуда детектируемого сигнала должна быть пропорциональна амплитуде возбуждающего сигнала. Соедините криогенную вставку с мультиметром для измерения температуры.
3. Убедитесь в наличии жидкого гелия в сосуде Дьюара и оцените его уровень с помощью металлической трубки и акустического резонанса.
4. Запустите LabView-приложение. Закрепите криогенную вставку в горловине сосуда Дьюара с жидким гелием с помощью гайки и *медленно* начинайте опускать вставку внутрь сосуда. Убедитесь, что образец начал охлаждаться и начинайте следить за изменением сигнала в приёмной катушке в зависимости от температуры при охлаждении; скорость изменения температуры можно регулировать скоростью опускания вставки.
5. Достигнув минимальной температуры, проверьте линейность зависимости амплитуды осцилляций напряжения в приёмной катушке от амплитуды переменного тока в возбуждающей катушке.
6. Начинайте медленно поднимать вставку и параллельно записывать зависимость амплитуды сигнала в приёмной катушке от температуры при нагреве.
7. Проанализируйте полученные зависимости амплитуды сигнала в приёмной катушке от температуры, определить критическую температуру данного образца и постройте температурную зависимость нормированной глубины проникновения магнитного поля. Проверьте, соответствует ли полученная зависимость модельному выражению (27).

5. Контрольные вопросы

1. Предложите эквивалентную схему сверхпроводника, соответствующую выражению (6) для комплексной проводимости.

2. Как зависит активная и реактивная части сопротивления сверхпроводника от частоты при $T \ll T_c$ и при $T \rightarrow T_c$ в рамках двухжидкостной модели?
3. Как зависит активная и реактивная части сопротивления от температуры при $\omega \rightarrow 0$ при $T \ll T_c$ и при $T \rightarrow T_c$ в рамках двухжидкостной модели?
4. Получите общее решение уравнения (26) в области над сверхпроводящей плёнкой ($z > 0$) в виде $\hat{a}_z^{(1)}(q, z) = (m_0/q) e^{-q|z-h|} + C_1 e^{-qz}$.
5. Покажите, что при $d = 0$ (т. е. при отсутствии сверхпроводящей плёнки) и/или $\lambda_L = \infty$ (т. е. при $T > T_c$) магнитное поле в областях 1 и 2 совпадает с полем затравочного диполя.

6. Техника безопасности

Выполнение лабораторной работы предполагает активные и пассивные взаимодействия с электрическим и криогенным оборудованием.

При работе с криогенными жидкостями и оборудованием

- студентам запрещается самостоятельная работа с криогенными жидкостями без должного надзора со стороны преподавателя;
- студентам и преподавателям следует использовать закрытую одежду и обувь, защитные перчатки и очки для предотвращения обморожения кожи и повреждения органов зрения при неожиданном попадании жидкого азота или случайном контакте с охлаждёнными металлическими элементами;
- запрещается оставлять сосуды Дьюара с криогенными жидкостями *плотно закрытыми* во избежание неконтролируемого повышения давления газа в сосуде, испаряющиеся газы должны иметь возможность выхода при давлении близком к атмосферному давлению;
- запрещается оставлять сосуды Дьюара с жидким гелием *открытыми* на продолжительное время во избежание конденсации на внутренних поверхностях жидкого кислорода, что увеличивает скорость испарения гелия и, кроме этого, может сделать такой сосуд взрыво- и пожароопасным;
- фиксирующую гайку на горловине сосуда Дьюара следует затягивать плотно, однако не допуская механического повреждения вставки;
- не опускать руки и другие части тела в жидкий азот;

- не допускать падения и опрокидывания сосудов Дьюара с криогенными жидкостями, при транспортировке сосуда Дьюара с криогенными жидкостями должны быть надежно закреплены;
- не допускать выхода газообразного гелия из системы сбора;
- запрещается *резко* изменять глубину погружения измерительной вставки в сосуде Дьюара во избежание интенсивного испарения жидкого гелия, которое может вызвать быстрое охлаждение и обмерзание горловины сосуда Дьюара;
- при неконтролируемом замерзании горловины сосуда Дьюара с жидким гелием и невозможности извлечь вставку своими силами немедленно покинуть рабочее место и затем привлечь внимание преподавателя к этой проблеме.

При работе с электрическим оборудованием

- необходимо убедиться в наличии защитного заземления и исправности всех электрических разъёмов, розеток, кабелей и проводов;
- не соединять и не разъединять приборы без разрешения преподавателя, не менять настроек измерительных приборов;
- в случае возникновения критической ситуации быстро покинуть рабочее место и затем привлечь внимание преподавателя к возникшей проблеме.

Список литературы

1. В. В. Шмидт, *Введение в физику сверхпроводников*. – М.: МЦНМО, 2000. – 402 с.
2. А. А. Абрикосов, *Основы теории металлов*. – 2-е изд., доп. и испр., – М.: Физматлит, 2010. – 600 с.
3. В. В. Курин, *Феноменологическая теория сверхпроводимости*. Учебное пособие. – Нижний Новгород: Издательство Нижегородского государственного университета, 2021. – 128 с.³
4. В. Гуглиелмо, Р. Лара, *Искусство криогеники. Низкотемпературная техника в физическом эксперименте, промышленных и аэрокосмических приложениях*: Учебно-справочное пособие. – М.: Интеллект. – 2011. – 336 с.

³ http://www.ipmras.ru/UserFiles/publications/Kurin/All_Fenom.pdf.

5. А. Ю. Аладышкин, А. А. Фраерман, *Лекции по физике поверхности. Введение в физики поверхностных и интерфейсных явлений*. Учебное пособие. – Нижний Новгород: Издательство Нижегородского госуниверситета, 2024. – 286 с. Лань : электронно-библиотечная система. – URL: <https://e.lanbook.com/book/431219>.
6. А. Ю. Аладышкин, А. К. Воробьев, П. П. Вышеславцев и др., *Структура смешанного состояния, индуцированного в тонкой YBaCuO пленке полем малой ферромагнитной частицы* // ЖЭТФ, т. 116, 1735-1749 (1999).
7. Г. Корн, Т. Корн, *Справочник по математике для научных работников и инженеров*. – М.: Наука. – 1973. – 832 с.
8. И. С. Градштейн, И. М. Рыжик, *Таблицы интегралов, рядов, сумм и произведений*. – М.: Физматлит. – 1963. – 1100 с.
9. J. R. Clem, M. W. Coffey, *Vortex dynamics in a type-II superconducting film and complex linear-response functions* // Physical Review B, vol. 46, 14662-14674 (1992).
10. J. H. Claassen, M. L. Wilson, J. M. Byers, S. Adrian, *Optimizing the two-coil mutual inductance measurement of the superconducting penetration depth in thin films* // Journal of Applied Physics, vol. 82, 3028-3034 (1997).
11. D. Yu. Vodolazov, A. Yu. Aladyshkin, E. E. Pestov *et al.*, *Peculiar superconducting properties of thin-film superconductor – normal metal bilayer with large ratio of resistivities* // Superconductor Science and Technology, vol. 31, 115004 (2018).
12. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теоретическая физика: Учеб. пособ.: Для вузов. В 10 т. Т. VIII. Электродинамика сплошных сред*. – 4-е изд., стереот. – М.: Физматлит, 2005. – 656 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭКРАНИРУЮЩИХ СВОЙСТВ ТОНКИХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПЛЁНОК

Авторы:

Алексей Юрьевич **Аладышкин**

Александр Андреевич **Копасов**

Анна Игоревна **Елькина** и др.

Практикум

Компьютерная вёрстка – А. Ю. Аладышкин

Федеральное государственное автономное
образовательное учреждение высшего образования
Национальный исследовательский Нижегородский государственный
университет им. Н. И. Лобачевского
603022, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23