

СКВИДОВАЯ ПРИРОДА МИКРОВОЛНОВОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В ВТСП-МОНОКРИСТАЛЛЕ Ho-Ba-Cu-O

© М.К.Алиев, Г.Р.Алимов, Т.М.Муминов, Б.Олимов, И.Холбаев

Научно-исследовательский институт прикладной физики
при Ташкентском государственном университете,
700000 Ташкент, Узбекистан
(Поступила в Редакцию 13 марта 1996 г.
В окончательной редакции 8 июля 1996 г.)

На модифицированном ЭПР-спектрометре при температурах $T > 78$ К исследовался ВТСП-монокристалл $\text{Ho}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ с $T_c = 86.8$ К. Наблюдался сигнал, спектр которого в области полей $H < 0.7$ Ое имел вид эквидистантных линий поглощения с интервалом $\Delta H = 9 \cdot 10^{-3}$ Ое. Была подробно измерена зависимость спектра от амплитуды СВЧ-поля, от температуры и от ориентации монокристалла. Установлено, что спектр поглощения имеет характер поведения, свойственный скивду с критическим током, линейно спадающим с ростом T . Тремя разными способами был определен «параметр гистерезисности» предполагаемого скивда — Li_c/Φ_0 (L, i_c — индуктивность и критический ток скивда, Φ_0 — квант магнитного потока). Все три способа дали одинаковый результат, $Li_c(T = 79 \text{ К})/\Phi_0 = 3.1 \pm 0.3$, свидетельствуя тем самым в пользу существования скивдоподобной структуры в монокристалле.

В связи с открытием высокотемпературной сверхпроводимости ЭПР-спектрометр, помимо своего прямого предназначения, стал использоваться как инструмент исследования микроволнового поглощения в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП). Одним из наиболее интересных явлений, обнаруженных с помощью ЭПР-спектрометров, является периодическая зависимость микроволнового поглощения в ВТСП-монокристаллах типа 1–2–3 от внешнего магнитного поля H (период $\Delta H \approx 10^{-2}$ Ое) [1–7]. Хотя имеется единое мнение, что это явление представляет собой макроскопический квантовый эффект, сам механизм микроволнового поглощения до сих пор еще не получил однозначного объяснения. В работах [4,5] было сделано предположение, что указанный эффект обусловлен существованием в ВТСП-монокристалле скивдоподобных структур. В данной работе мы подтверждаем справедливость этого предположения, основываясь на количественной самосогласованности в рамках скивдовой модели всей совокупности экспериментальных данных, полученных в результате более подробных измерений.

В эксперименте использовался ЭПР-спектрометр SE/X-2543 «РАДИОПАН» ($\nu \approx 9$ GHz, $P_{\max} = 130$ mW) с резонатором типа TE_{102} . Магнитное поле создавалось катушками Гельмгольца. Резонатор был удален из электромагнита спектрометра и вместе с катушками Гельмгольца помещен в магнитный экран, подавляющий поле Земли более чем в 100 раз.

Созданная нами температурная система позволяла стабильно поддерживать температуру образца при любом ее значении из интервала $78 < T < 100$ K с точностью не хуже ± 0.1 K. В эксперименте использовалась традиционная для ЭПР-спектрометров геометрия полей $\mathbf{H} \perp \mathbf{H}_1$ (\mathbf{H} — постоянное поле, \mathbf{H}_1 — СВЧ-поле).

Исследованный образец представляет собой монокристалл $\text{Ho}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, имеющий вид пластинки размером $1.0 \times 0.7 \times 0.1$ mm. Плоскость пластинки совпадает с кристаллографической плоскостью (ab), кристаллографическая же ось с соответственно параллельна наименьшему ребру монокристалла. Измерения проводились при ориентациях монокристалла с $c \perp \mathbf{H}_1$, угол φ между c и \mathbf{H} мог меняться вращением монокристалла вокруг направления \mathbf{H}_1 .

Сигнал микроволнового поглощения регистрировался модуляционным методом при частоте модуляции H -поля $\nu_m = 100$ kHz. В дальнейшем мы этот сигнал будем обозначать как « $\delta R/\delta H$ » (R — поглощение), где кавычки подчеркивают условность такого обозначения: ввиду свойственного для исследованного монокристалла резкого характера зависимости $R(H)$, использованные нами амплитуды модуляции H -поля ($h_m \geq 1.25$ mOe), оказались в общем случае недостаточно малыми для того, чтобы в строгом смысле можно было бы интерпретировать регистрируемый сигнал как производную от поглощения.

Перед каждым очередным измерением спектра сигнала образец отогревался выше критической температуры и затем охлаждался до нужной температуры в нулевом поле ($H \sim 1$ mOe).

Критическая температуры исследованного образца, определенная по положению пика сверхпроводящего перехода, наблюдаемого в температурной зависимости сигнала при полях $H > 30$ Oe и больших модуляциях H -поля, имела значение $T_c = 86.8 \pm 0.2$ K (о пике сверхпроводящего перехода см. [8,9]).

2. Экспериментальные результаты

При малых модуляциях поля $h_m = 10^{-3} - 10^{-2}$ Oe и при величинах подводимой к резонатору СВЧ-мощности, превышающих определенное для заданной температуры пороговое значение, наблюдался сигнал, осциллирующий при изменении поля H . Период осцилляций сигнала по H не зависел от СВЧ-мощности и изменялся только при вращении кристалла. Наименьший период осцилляций достигался при угле $\varphi = 90^\circ$, когда он имел величину $\Delta H = 9 \cdot 10^{-3}$ Oe. Зависимость сигнала от поля теряла свою регулярность в районе $H \approx 0.7$ Oe, причем, как показало сравнение спектров при прямом и обратном сканировании, по мере приближения возвратной точки сканирования к этому значению поля, усиливались гистерезисные эффекты, которые вблизи $H = 0$ были ничтожно малы.

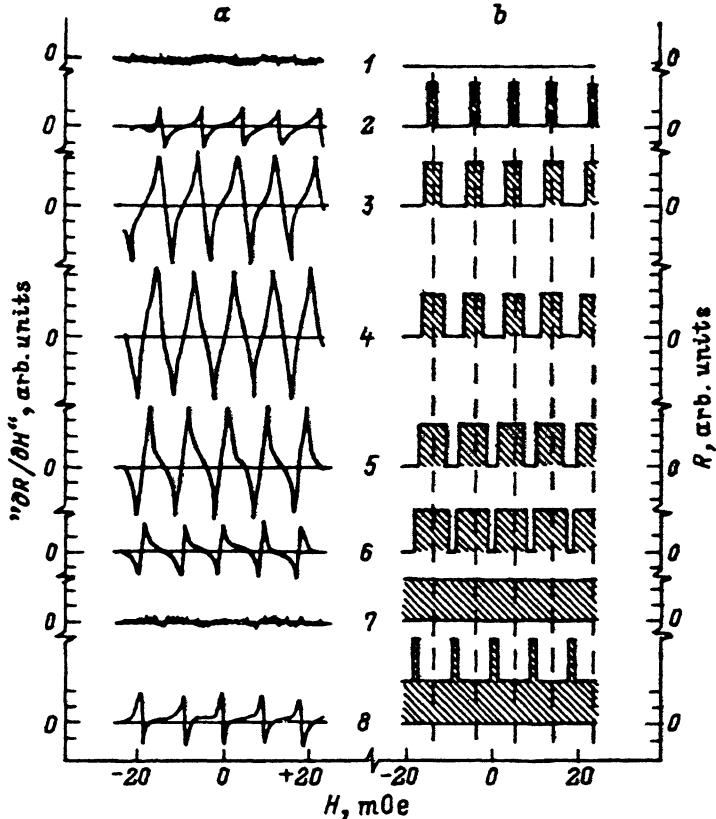


Рис. 1. Эволюция спектра поглощения с ростом СВЧ-мощности при $T = 79$ К. a — измеренные спектры сигнала « $\partial R(H)/\partial H$ », b — соответствующие спектры поглощения $R(H)$ в скивдовой модели. Спектры пронумерованы в порядке равномерного возрастания СВЧ-мощности от -18.4 до -16.5 dB (0 dB соответствует $P_{\max} = 130$ mW).

В отличие от периода осцилляций амплитуда и вид зависимости сигнала от H резко изменялись при изменении СВЧ-мощности. На рис. 1, a это отражено показом нескольких графиков зависимости сигнала от поля вблизи $H = 0$ для $T = 79$ К и $\varphi = 90^\circ$, полученных при различных значениях СВЧ-мощности. Как видно из рисунка, амплитуда осцилляций сигнала при повышении СВЧ-мощности растет от нуля (кривая 1а), проходит максимум (кривая 4а) и затем спадает до нуля (кривая 7а). При дальнейшем повышении СВЧ-мощности амплитуда снова возрастает (кривая 8а) и, как показали дальнейшие измерения, указанная зависимость периодически повторяется, выражаясь во все новых и новых сериях кривых. Нами подробно было прослежено 15 таких серий.

Теперь обратим внимание на изменение с ростом СВЧ-мощности вида зависимости сигнала от H . Как видно из рис. 1, a , одним из отличительных признаков этой зависимости являются «плечи» — пологие части кривых, соединяющие максимумы и минимумы сигнала. Если на кривых 2а и 3а «плечи» находятся левее максимумов, то на кривых 5а и 6а они уже сдвинуты вправо от них. Кривая 4а в этом смы-

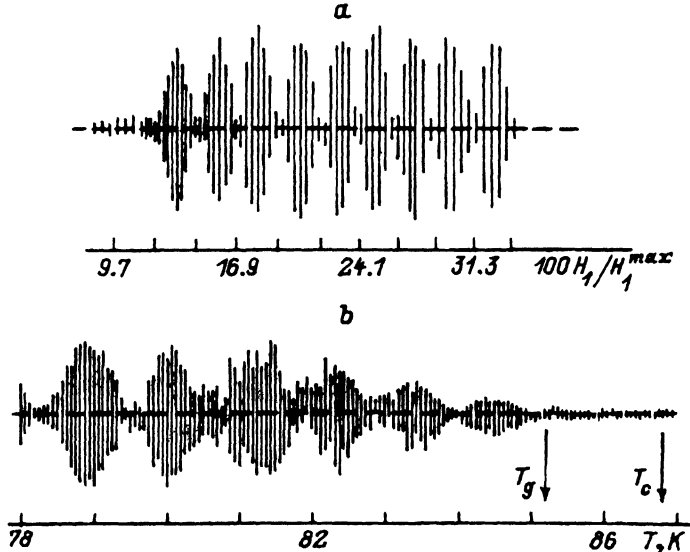


Рис. 2. Зависимости амплитуды осциллирующего сигнала « $\partial R/\partial H$ » от СВЧ-поля при $T = 79$ К (а) и от температуры при $P = -14.8$ дБ (б).

H_1^{\max} — амплитуда СВЧ-поля при $P_{\max} = 130$ мВт (0 дБ). Штриховые линии соответствуют нулю сигнала, амплитуды даны в относительных единицах.

сле является переходной, поэтому она выглядит симметричной. На кривой δa , открывающей новую серию спектров, «плечи» снова находятся левее максимумов. При внимательном рассмотрении кривых можно заметить, что такое изменение их формы связано с движением максимумов и минимумов при повышении СВЧ-мощности: максимумы движутся влево, а минимумы вправо. Это движение экстремумов отчетливо видно на графиках $2, b-6, b$, где вертикальными черточками отмечены положения максимумов и минимумов сигнала: максимумам соответствуют вертикальные черточки — левые границы заштрихованной части графиков, а минимумам — правые. С помощью этих графиков нетрудно сделать также вывод, что в пределах одной серии (графики 1-7) интервалы между максимумами и минимумами сигнала равномерно возрастают от нуля до величины периода осциллирующей ΔH . И наконец, отметим важную деталь: график δa (б), начинающий новую серию спектров, сдвинут по отношению к аналогичному графику $2a$ (б) из первой серии на полпериода, т.е. на $\Delta H/2$. Такой сдвиг, происходящий при переходе из одной серии в другую, наблюдался нами на протяжении всех 15 измеренных серий.

На рис. 2, а показана зависимость амплитуды осциллирующего сигнала от амплитуды СВЧ-поля H_1 ($H_1 \sim P^{1/2}$, где P — подводимая СВЧ-мощность). Концы каждой из вертикальных линий, изображенных на этом рисунке, обозначают максимальное и минимальное значения сигнала в его зависимости от H при соответствующем значении H_1 . Из рисунка ясно видно образование серий, которые обсуждались выше. Обращает на себя внимание тот интересный факт, что пороговые значения H_1 , с которых начинаются серии и которые мы в дальнейшем будем обозначать как $H_1^{(n)}$ ($n = 1, 2, \dots$ — номер серии), отделе-

ны друг от друга равными интервалами ΔH_1 и могут быть выражены формулой арифметической прогрессии

$$H_1^{(n)} = H_1^{(1)} + (n - 1)\Delta H_1, \quad (1)$$

где $H_1^{(1)}$ — порог первой серии, являющийся одновременно и абсолютным порогом появления сигнала. Из рисунка также видно, что максимальный сигнал серии при увеличении порядкового номера « n » не проявляет какой-либо тенденции к росту или спаду, испытывая лишь небольшие колебания, носящие характер крупномасштабных по H_1 модуляций. Здесь уместно сделать следующее важное замечание. Поскольку измерения проводились в широком диапазоне СВЧ-мощностей, то нам приходилось использовать как квадратичный режим детектирования, так и линейный. Показанные на рис. 2, а первые девять серий были получены в режиме, близком к квадратичному, при котором, как известно, зависимость регистрируемого сигнала от СВЧ-мощности P соответствует истинной зависимости от P для ΔR ($\Delta R \sim R(H + h_m) - R(H - h_m)$). Последующие шесть серий были измерены уже в режиме, приближающемся к линейному. При этом наблюдался монотонный спад максимального сигнала от серии к серии. Не исключено, что указанный спад обусловлен хорошо известным в ЭПР-спектроскопии аппаратурным фактором $P^{-1/2}$, присутствующим в зависимости сигнала от P при использовании линейного режима детектирования.

Исследование температурной зависимости спектра сигнала в интервале $78\text{ K} < T < T_c$ дало следующие результаты. При изменении температуры в указанном интервале период осцилляций ΔH оставался неизменным. Пороговые значения $H_1^{(n)}$ при повышении (понижении) температуры испытывали однородный сдвиг в сторону меньших (больших) значений H_1 , так что интервал между порогами ΔH_1 также оставался неизменным по величине. Спектр сигнала при заданном H_1 с ростом T проходил те же фазы развития с образованием серий, которые наблюдались при росте H_1 и фиксированном T (рис. 1). Образование серий по температуре отчетливо видно на рис. 2, б, где показана зависимость амплитуды осцилляций сигнала от температуры при заданном H_1 (вертикальные линии на рисунке имеют тот же смысл, что и на рис. 2, в, с той лишь разницей, что они теперь соответствуют различным температурам). Чтобы различать два вида серий, мы в дальнейшем будем использовать следующие краткие обозначения: H_1 -серия (серия спектров, упорядоченных по H_1) и T -серия (серия спектров, упорядоченных по T).

Как видно из сравнения рис. 2, а и б, основное качественное отличие T -серий от H_1 -серий состоит в том, что максимальный сигнал T -серии монотонно спадает по мере возрастания его порядкового номера в направлении высоких температур. Обращает на себя внимание то, что температура исчезновения сигнала $T_g = 85.2\text{ K}$ находится заметно ниже критической температуры $T_c = 86.8\text{ K}$. Примечательным является также факт приблизительного равенства интервалов между порогами T -серий, имеющих величину $\Delta T = 1.1\text{--}1.3\text{ K}$. Было установлено, что при увеличении (уменьшении) H_1 , температурные пороги испытывают однородный сдвиг в сторону низких (высоких) температур, причем

в случае достаточных больших изменений H_1 отрицательный (положительный) сдвиг сопровождается появлением (исчезновением) при неизменной температуре T_g новых (имеющихся) серий. При достаточно низких значениях H_1 наблюдался абсолютный температурный порог появления сигнала, который с повышением H_1 , сдвигаясь в сторону низких температур, достигал азотной температуры и затем становился ненаблюдаемым. Именно последний случай и отображен на рис. 2, b , где первым наблюдаемым низкотемпературным порогом является порог третьей T -серии. Таким образом, мы приходим к выводу, что пороги T -серий могут быть выражены, как и в случае H_1 -серий, формулой арифметической прогрессии

$$T^{(n)} = T^{(1)} + (n - 1)\Delta T, \quad (2)$$

где $n = 1, 2, 3, \dots, N$ (N — максимальный номер, зависящий от H_1); $T^{(1)}$ порог первой T -серии, являющийся одновременно абсолютным температурным порогом появления сигнала при заданном H_1 .

Как мы уже упоминали в начале, период осцилляций сигнала ΔH в используемой нами геометрии эксперимента зависит от угла φ между кристаллографической осью c и направлением поля \mathbf{H} . Вращая монокристалл вокруг направления СВЧ-поля \mathbf{H}_1 и измеряя период осцилляций сигнала ΔH при различных значениях угла φ , мы установили наличие следующей закономерности:

$$\Delta H(\varphi) = \Delta H(90^\circ) / \sin \varphi, \quad (3)$$

где $\Delta H(90^\circ) = 9 \cdot 10^{-3}$ Ое. Этот факт свидетельствует о том, что в монокристалле существует выделенное направление, параллельное кристаллографической плоскости (\mathbf{a} , \mathbf{b}), и что при влиянии внешнего поля на сигнал поглощения эффективным является только его проекция на это направление.

3. Обсуждение результатов и выводы

Все полученные нами экспериментальные результаты могут быть объяснены, если предположить существование в монокристалле сверхпроводящего контура со слабым звеном, т. е. сквида. Первым свидетельством в пользу такого предположения может служить вид спектра поглощения $R(H)$ и его эволюция с ростом СВЧ-мощности, выведенные из сквидовой модели и показанные на рис. 1, b в соответствии с измеренными спектрами сигнала « $\partial R / \partial H$ ». То, что сигналы « $\partial R / \partial H$ » в крайних спектрах каждой H_1 -серии исчезающе малы, можно объяснить тем, что амплитуда модуляции, в силу своей конечности, значительно превышает в начале серии ширину «линий поглощения» спектра $R(H)$, а в конце серии ширину «щели» между ними. Образование спектров H_1 -серий обусловлено самим механизмом поглощения СВЧ-мощности в сквиде в случае его работы в гистерезисном режиме. Этот механизм состоит в том, что каждое стимулированное колебаниями СВЧ-поля вхождение внутрь контура сквида или выход из него флюксона носит характер скачка и сопровождается диссипацией энергии в слабом звене. Номер n H_1 -серии в сквидовой модели указывает

на число последовательных входящих (выходящих) в течение одного периода колебания СВЧ-поля флюксонов, участвующих в образовании максимумов поглощения в спектрах $R(H)$ данной серии (минимумам в этом же смысле соответствует $n - 1$ флюксонов). Примечательно то, что возрастание поглощения от серии к серии, сводится лишь к росту однородного «фона» спектра $R(H)$, интенсивность же изменяющейся от H части спектра, т. е. «линий поглощения», остается неизменной. Последнее объясняет наблюдаемое нами примерное постоянство максимума сигнала « $\partial R/\partial H$ » при возрастании номера серии. Указанный однородный «фон», как видно из рис. 1, б, образуется в результате смыкания «линий поглощения» в конце каждой серии, и, следовательно, он должен накапливаться с ростом номера серии.

Из сквидовой модели следует, что центры «линий поглощения» в спектрах соседних серий должны быть сдвинуты относительно друг друга на полпериода, причем центр одной из «линий поглощения» в сериях с четными n должен находиться в точке $H = 0$. Оба эти положения согласуются с нашими измерениями.

И наконец, согласно сквидовой модели

$$\Delta H = \Phi_0 / [S \cdot \cos(\mathbf{H}, \mathbf{n})] \quad (4)$$

(Φ_0 — квант магнитного потока, S — площадь сквида, \mathbf{n} — нормаль к площадке сквида), что согласуется с наблюдаемой нами закономерностью (3), если только считать, что \mathbf{n} лежит в кристаллической плоскости (\mathbf{a}, \mathbf{b}) .

Перейдем теперь к количественной проверке справедливости сквидовой модели микроволнового поглощения. При этом для сквида мы будем использовать линейную теорию Силвера-Циммермана [10]. Согласно этой теории, пороги H_1 -серий должны определяться формулой (1), причем входящие в нее величины ΔH_1 и $H_1^{(1)}$ имеют следующие выражения через основные параметры сквида:

$$\Delta H_1 = \Phi_0 / [2S \cdot \cos(\widehat{\mathbf{H}_1, \mathbf{n}})], \quad (5)$$

$$H_1^{(1)}(T) = \Delta H_1 [2Li_c(T) - \Phi_0] / \Phi_0, \quad (6)$$

где L, i_c — соответственно индуктивность и критический ток сквида.

В связи с формулами (4) и (5) сделаем следующее отступление. Использованная нами геометрия эксперимента не позволяет полностью определить направление \mathbf{n} . Экспериментальные данные, выраженные формулой (3), позволяют лишь утверждать, что вектор \mathbf{n} находится в плоскости (\mathbf{a}, \mathbf{b}) . Однако существует косвенный способ доопределения этого вектора. При ориентации монокристалла с $\varphi \equiv (\widehat{\mathbf{H}, \mathbf{c}}) = 90^\circ$ плоскость (\mathbf{a}, \mathbf{b}) совпадает с плоскостью $(\mathbf{H}_1, \mathbf{H})$ и поэтому $\cos(\widehat{\mathbf{H}, \mathbf{n}}) = \sin(\widehat{\mathbf{H}_1, \mathbf{n}})$. Тогда из (4) и (5) следует

$$\text{tg}(\widehat{\mathbf{H}, \mathbf{n}}) = \Delta H / 2\Delta H_1.$$

Для указанной ориентации монокристалла, как это видно из рис. 1 и 2, а, $\Delta H = 9 \cdot 10^{-3}$ Ое и $\Delta H_1 = 2.4 \cdot 10^{-2} \cdot H_1^{\text{max}}$. Принимая в качестве

грубой оценки поля H_1^{\max} его расчетное значение в случае ненагруженного резонатора $H_1^{\max} \approx 1.6$ Ое, находим, что

$$\operatorname{tg}(\widehat{\mathbf{H}}, \mathbf{n}) \approx 10^{-1}.$$

Малость полученного числа означает, что вектор \mathbf{n} по направлению практически совпадает с вектом \mathbf{H} . В нашем эксперименте при рассматриваемой ориентации монокристалла две из его малых граней, параллельных оси c , оказывались ориентированными перпендикулярно к \mathbf{H} . Поэтому естественно сделать вывод, что вектор \mathbf{n} перпендикулярен к этим граням, а плоскость сквидового контура соответственно параллельна им. Полагая в (4) $\cos(\widehat{\mathbf{H}}, \mathbf{n}) \approx 1$, можно также найти площадь сквида

$$S \approx \frac{\Phi_0}{\Delta H} \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ mm}^2.$$

Во избежание недоразумений следует сделать замечание. Мы имеем в эксперименте ситуацию, близкую к случаю $\mathbf{H}_1 \perp \mathbf{n}$, $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}$. При точном выполнении этих условий для наблюдения сквидового сигнала потребовался бы подвод бесконечно большой СВЧ-мощности, так как в этом случае формулы (5) и (6) дают расходящиеся величины. В реальности же всегда существует небольшая ошибка, при установлении образца в держателе. Найденному нами значению $\operatorname{tg}(\widehat{\mathbf{H}}, \mathbf{n}) \approx 10^{-1}$ соответствует ошибка $\sim 5^\circ$, которая вполне могла быть допущена при установке образца вследствие его малых размеров. Именно благодаря этому обстоятельству мы получили в эксперименте конечные значения для ΔH_1 , которые являлись в то же время достаточно большими, чтобы обеспечить хорошую точность при определении этой величины. Необходимо отметить, что указанная ошибка никоим образом не влияет на делаемые далее выводы в виду общности используемых нами формул.

Существование T -серий спектров поглощения также легко объяснить в сквидовой модели. Известно, что критический ток джозефсоновских переходов монотонно уменьшается с ростом температуры. Соответственно, как это следует из (6) и (1), пороговые значения $H_1^{(n)}$ при повышении температуры должны испытывать однородный сдвиг в сторону их уменьшения, а спектр поглощения вследствие этого будет проходить при фиксированном H_1 те же посерийные стадии развития, как и в случае повышения H_1 при фиксированной температуре. Очевидно, что пороговые значения $T^{(n)}$ при данном H_1 определяются уравнением

$$H_1^{(n)}(T^{(n)}) = H_1. \quad (7)$$

Из (7) следует, что формула (2), описывающая экспериментально найденные нами пороги T -серий, является справедливой в сквидовой модели, если критический ток i_c падает с ростом температуры по линейному закону

$$i_c(T) = \alpha(T^* - T) \quad (8)$$

(α и T^* — постоянные величины), при этом входящие в (2) величины ΔT и $T^{(1)}$ имеют следующие выражения:

$$\Delta T = \Phi_0/2L\alpha, \quad (9)$$

$$T^{(1)}(H_1) = T^* - \Delta T \cdot (1 + H_1/\Delta H_1). \quad (10)$$

В скивдовой модели амплитуда осцилляций сигнала имеет выражение

$$(\langle \partial R / \partial H \rangle)^{\max} \sim 2\nu [2Li_c(T) - \Phi_0] \cdot \Phi_0 / 2L, \quad (11)$$

из которого следует, что интенсивность сигнала должна падать с ростом температуры. Видимый на рис. 2, *b* практически линейный спад сигнала соответствует условию (8). Температура T_g , при которой мы наблюдали исчезновение сигнала, имеет определенный смысл, а именно, это есть температура, для которой

$$Li_c(T_g) / \Phi_0 = 1/2 \quad (12)$$

(при $T > T_g$ скивд действует уже в безгистерезисном режиме, при котором рассматриваемый механизм поглощения перестает функционировать). Уравнение (12) совместно с (8) и (9) приводит к равенству

$$T^* = T_g + \Delta T. \quad (13)$$

Подставляя в него экспериментально найденные значения $T_g = 85.2 \pm \pm 0.1$ К и $\Delta T = 1.2 \pm 0.1$ К, находим, что $T^* = 86.4 \pm 0.2$ К. Полученное значение T^* практически совпадает с измеренной критической температурой $T_c = 86.8 \pm 0.2$ К, что соответствует теории джозефсоновских переходов [11].

Пользуясь представленными выше формулами, нетрудно получить для «параметра гистерезисности» $Li_c(T) / \Phi_0$ следующие его три выражения через различные наборы экспериментально определяемых величин:

$$[(N - n) + 1] / 2 \leq Li_c(T^{(n)}) / \Phi_0 < [(N - n) + 2] / 2, \quad (14)$$

где $T^{(n)}$ — пороговые температуры и N — максимальный номер T -серий, наблюдаемые при каком-либо конкретном значении H_1

$$Li_c(T) / \Phi_0 = 1/2 [1 + (T_g - T) / \Delta T], \quad (15)$$

$$Li_c(T) / \Phi_0 = 1/2 [1 + H_1^{(1)}(T) / \Delta H_1]. \quad (16)$$

С помощью формул (14)–(16) можно проверить самосогласованность наших экспериментальных данных. Например, на рис. 2, *b* первому видимому порогу T -серий соответствует $T = 78.2$ К, простым подсчетом полного числа последующих порогов находим, что $(N - n) = 5$, и, следовательно, согласно (14) имеем

$$Li_c(T = 78.2 \text{ К}) / \Phi_0 = 3.0 - 3.5. \quad (17)$$

Для сравнения приведем результат оценки «параметра гистерезисности», проведенной для этой же температуры по формуле (15) с использованием экспериментальных данных для ΔT и T_g ($\Delta T = 1.2 \pm 0.1$ К, $T_g = 85.2 \pm 0.1$ К)

$$Li_c(T = 78.2 \text{ К}) / \Phi_0 = 3.5 \pm 0.3. \quad (18)$$

Видно, что результаты обеих оценок согласуются между собой.

Продолжая тест на самосогласованность наших экспериментальных данных, определим теперь «параметр гистерезисности» с помощью (16), пользуясь данными из рис. 2, а: $T = 79$ К, $H_1^{(1)}/\Delta H_1 = (12.1 \pm \pm 0.3)/(2.4 \pm 0.1)$. В результате простых вычислений получаем

$$Li_c(T = 79 \text{ К})/\Phi_0 = 3.0 \pm 0.2. \quad (19)$$

Формула же (15), как в этом нетрудно убедиться, дает для $T = 79$ К

$$Li_c(T = 79 \text{ К})/\Phi_0 = 3.1 \pm 0.3. \quad (20)$$

Таким образом, мы видим, что полученные нами экспериментальные данные оказываются количественно самосогласованными в рамках сквидовой модели. На наш взгляд, этот факт является наиболее убедительным свидетельством в пользу сквидовой природы микроволнового поглощения в ВТСII-монокристаллах типа 1-2-3.

Список литературы

- [1] С.В. Богачев, Г.А. Емельченко, В.А. Ильин и др. Письма в ЖЭТФ **47**, 166 (1988).
- [2] K.W. Blazey, A.M. Portis, K.A. Muller, F.H. Holtzberg. Europhys. Lett. **6**, 5, 457 (1988).
- [3] А.А. Бугай, А.А. Буш, И.М. Зарицкий и др. Письма в ЖЭТФ **46**, 4, 209 (1988).
- [4] А.А. Кончиц, И.М. Зарицкий, А.А. Бугай и др. СФХТ **2**, 6, 25 (1989).
- [5] H. Vichery, F. Veuneu, P. Lejay. Physica C **159**, 823 (1989).
- [6] Г.С. Патрин, Г.А. Петраковский, К.А. Саблина, Ю.Н. Устюжанин. СФХТ **4**, 10, 1913 (1991).
- [7] В.В. Троицкий, М.А. Крыкин, Ю.А. Язловецкая и др. СФХТ **6**, 4, 728 (1993).
- [8] V.F. Kim, K. Moorjani, J. Bohandy, F.J. Adrian. J. Appl. Phys. **63**, 2029 (1988).
- [9] М.К. Алиев, Я. Ваврышук, С.П. Волосяный, Т.М. Муминов, Б.А. Олимов, И. Холбаев. ФТТ **31**, 9, 254 (1989).
- [10] A.H. Silver, J.E. Zimmerman. Phys. Rev. **157**, 2, 317 (1967).
- [11] А. Бароне, Дж. Патерно. Эффект Джозефсона. Физика и применение. М. (1984). 639 с.