

УДК 537.312.62 : 539.2  
 © 1991

## НЕРЕЗОНАНСНОЕ ВЧ-ПОГЛОЩЕНИЕ В ГРАНУЛИРОВАННЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

*Н. Б. Каруна, В. А. Черенков*

Рассчитаны спектры нерезонансного микроволнового поглощения в гранулированных сверхпроводниках с дефектной плоской решеткой Джозефсона.

Исследование нерезонансного ВЧ-поглощения в высокотемпературных сверхпроводниках начато практически с момента их открытия [1, 2]. В ранних работах [1, 3] на керамиках и монокристаллах  $Y-(Ho)-Ba-Cu-O$  в слабых магнитных полях ( $B \leq 1$  кД) авторы наблюдали модулированный спектр микроволнового поглощения. Позже Блази и Джеффирс [4, 5] на монокристаллах и керамике 1—2—3 получили линейчатый спектр поглощения. Результаты работ [4, 5] интерпретировались в теории единичных идентичных сверхпроводящих петель (ЕСП) со слабой связью Джозефсона [6—8]. В последнее время предпринимаются попытки исследования ВЧ-поглощения на монокристаллах  $Bi-Ca-Cu-O$  и  $Tl-Ba-Ca-Cu-O$  [9, 10].

Представления о сверхпроводящей керамике как о системе сверхпроводящих гранул, зерен, слабо связанных по механизму Джозефсона [11, 12], позволили рассчитать спектры для идеальной решетки в модели ЕСП, причем размер гранулы  $d < \lambda, \xi_0$ , что обеспечивает вырождение основного состояния, фрустрацию и в конечном итоге возможность существования стекольного состояния сверхпроводника [6, 7].

В задачу работы входит расчет спектров нерезонансного ВЧ-поглощения в гранулированных сверхпроводниках в модели единичных сверхпроводящих петель, когда плоская джозефсоновская решетка (XY-модель) дефектна.

Гамильтониан задачи для слабой связи Джозефсона имеет вид

$$\mathcal{H} = \sum_{\langle ij \rangle} J_{ij} \cos(\Phi_i - \Phi_j - A_{ij}), \quad A_{ij} = 2\pi/\Phi_0 \int_i^j \bar{A} \bar{d}l, \quad (1)$$

где  $J_{ij}$  — интеграл взаимодействия Джозефсона между гранулами  $i$  и  $j$ ;  $\langle ij \rangle$  — суммирование по ближайшим соседям;  $\Phi_0 = h/2e$  — элементарный квант магнитного потока, равный  $\sim 2 \cdot 10^{-7}$  Гс·см<sup>2</sup>.

Следуя [13], введем фрустрацию на квадратной джозефсоновской решетке  $N^2$  в виде

$$\sum_{\langle ij \rangle} A_{ij} = 2\pi f, \quad (2)$$

причем

$$f = \sum_k (f_k + \delta_k), \quad 0 \leq \{f, f_k, \delta_k\} < 1, \quad f = m/n,$$

$m, n$  — рациональные числа для бесконечной джозефсоновской решетки. В случае конечной решетки (несоизмеримость вихревой решетки с кристал-

лической)  $f$  может быть иррациональным числом;  $f_k$  определяет фрустрацию за счет формирования петли сверхпроводящего тока  $J_k$  различными способами,  $\delta_k$  — за счет возможности разрыва сверхпроводящей петли в любом месте между сверхпроводящими зернами (дефект, включение, примесь). Заметим, что введение фрустрации в виде (2) не может изменить характера квантования энергии основного состояния сверхпроводящей петли (малая степень дефектности), а лишь изменит ее значение на функцию фрустрации [14]

$$E = E_0 P(f) = E_0 f(1 - f), \quad E_0 = 2\pi^2 J/N. \quad (3)$$

Введя фрустрацию в виде суммы  $f'_k = f_k + \delta_k$ , получим

$$E = E_0 [P(f) + P(f, \delta)] \equiv E_0 [f(1 - f) + \delta(1 - 2f) - \delta^2] \quad (4)$$

или

$$E = E_0 \tilde{P}(f, \delta), \quad (5)$$

где

$$\tilde{P}(f, \delta) = P(f) + P(f, \delta).$$

Рассмотрим для простоты поглощение в модели ЕСП, когда постоянное магнитное поле  $H_0$  и переменное  $H_1 \cos \omega t$  коллинеарны и ортогональны плоскости петли сверхтока [12]. Петля состоит из  $N$  идентичных сверхпроводящих зерен, взаимодействующих с энергией Джозефсона  $J$  ( $J \ll T_c$ ) на расстоянии  $a$  между центрами зерен  $i$  и  $j$ . Тогда сверхток от зерна  $i$  к зерну  $j$  равен

$$\tilde{J}_{ij} = I_c \sin(\Phi_i - \Phi_j - A_{ij}) = I_c \sin\{(2\pi/N)[k + f(t)]\}, \quad (6)$$

где  $I_c = 2eJ/\hbar$  — критический ток в контакте Джозефсона,  $k = \{N\}$ ,  $f(t) = f_0 - f_1 \cos \omega t$ ,  $f_0 = SH_0/\Phi_0$ ,  $f_1 = SH_1/\Phi_0$ ,  $S$  — площадь сверхпроводящей петли. Определяющим является то обстоятельство, что проскальзывание фазы между зернами определяется квантованием энергии основного состояния, т. е.  $E = E[\Phi_0(n + 1/2)]$ . Проскальзывание фазы осуществляется только в том случае, когда магнитный поток меняется на  $\Phi_0$ , а именно

$$f(t) = f_0 - f_1 \cos \omega t = SH_0/\Phi_0 - (SH_1/\Phi_0) \cos \omega t. \quad (7)$$

Условие (7) предполагает появление высших гармоник в спектре поглощения ( $\omega_n = n\omega$ ), так как в общем случае  $f(t) = n + 1/2$  или  $P_n(n\omega) \neq 0$ , где  $P_n$  — интенсивность линии поглощения. Так как  $P(t) \sim E \sim I^2(t) \sim \mu^2(t)$ , где  $E$  — внутренняя энергия петли сверхтока с омическим сопротивлением  $R_N$  в нормальном состоянии,  $\mu(t)$  — магнитный момент петли,  $I(t)$  — ток, циркулирующий в ЕСП, то, согласно [12], интенсивность линии поглощения  $P(n\omega)$   $n$ -й гармоники определяется коэффициентом разложения временной зависимости магнитного момента ЕСП в ряд Фурье

$$\mu(t) = \mu_0 \left\{ \frac{1}{2} a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos(n\omega t) \right\}, \quad a_0 = (-4/N)[\alpha_1 + \alpha_2 - \pi(f_0 + 1)],$$

$$a_n = (-4/nN)[\sin(n\alpha_1) + \sin(n\alpha_2) + \pi f_1 \delta_{n,2}/2], \quad \alpha_1 = \omega t_1, \quad \alpha_2 = \omega t_2,$$

$$n = 1, 2, 3 \dots \quad (8)$$

Член  $\pi f_1 \delta_{n,2}/2$  дает ошибку в определении коэффициентов при разложении в ряд Фурье. Выражения (8), полученные для двух каспов энергии основного состояния ЕСП, как в этом легко можно убедиться, имеют общий характер, что вытекает из периодичности  $E(0) = f(\Phi_0)$ .<sup>1</sup>

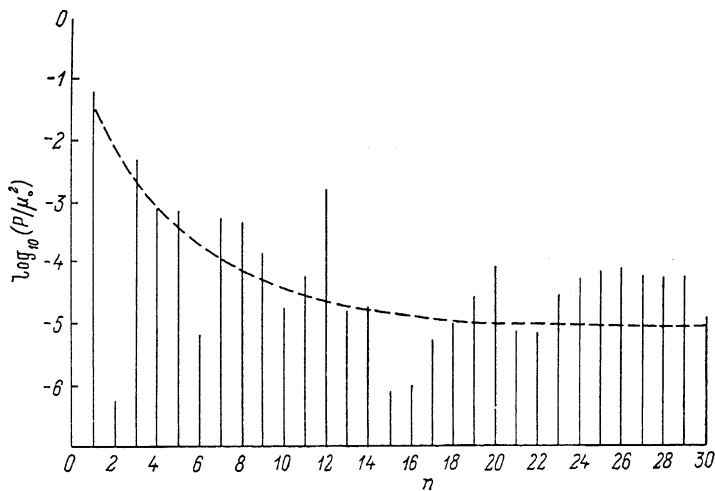
Тогда с учетом «дефектности» XY-решетки ЕСП имеем

$$P(n\omega) = \mu_0^2 d_n^2 \tilde{P}(f, \delta). \quad (9)$$

<sup>1</sup> Определение  $t_1$  и  $t_2$  см. в [12].

Заметим, что характерные размеры и параметры сверхпроводящей петли (площадь петли  $S \sim 10^{-6}$  м<sup>2</sup>,  $R_N \sim 1$  Ом,  $\tau \sim 10^{-12}$  с) приводят к спектру поглощения в микроволновом диапазоне. Из условий симметрии очевидно, что спектр поглощения гранулированного сверхпроводника в нулевом статическом магнитном поле не имеет четных гармоник. Действительно, в эксперименте на УВСО [15] при  $H_0=0$  четные гармоники не наблюдаются.

На рисунке приведен спектр нерезонансного микроволнового поглощения СВЧ-мощности в керамических сверхпроводниках со слабой неоднородностью структуры  $f=\delta=1/3$ . Амплитуда огибающей пропорциональна  $1/(2n+1)^2$ , при этом наблюдаются ее слабые осцилляции от  $n$ , определяемые членом  $\sin [(2n+1) \alpha_1]$ . Эти осцилляции наблюдаются в эксперименте [5].



Спектр нерезонансного микроволнового поглощения СВЧ-мощности в керамических сверхпроводниках в модели ЕСП.

Статическое магнитное поле  $H_0=1$  Гс, амплитуда переменного магнитного поля  $H_1=15$  Гс, дефектность  $f=\delta=1/3$ , площадь сверхпроводящей петли  $S \sim 10^{-6}$  см<sup>2</sup>.

В гранулярной керамической структуре усреднение по направлению магнитного поля не должно приводить к изменению спектра СВЧ-поглощения. Независимость спектра СВЧ-поглощения от размера ЕСП (зерна структуры) и направления магнитных полей в какой-то степени может служить критерием однородности керамической структуры. Слабая неоднородность приводит к уменьшению интенсивности гармоник спектра при сохранении его характера.

С ухудшением однородности керамической сверхпроводниковой структуры (усреднение по размеру петель с частичным снятием вырождения основного состояния системы ЕСП [6, 7]) спектр поглощения СВЧ-мощности должен ограничиться сверху со стороны гармоник высших порядков, при этом спектр может быть сплошным со слабой линейной модуляцией. Такие спектры СВЧ-поглощения часто наблюдаются в монокристаллах [1, 5], где, по-видимому, отсутствуют хорошо определенные константы Джозефсона, тем более — сеть или решетки джозефсоновских связей.

В заключение выражаю благодарность Л. А. Блюменфельду за интерес к работе.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Stankowski J., Kahol P. K., Dalan N. S. // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. N 13. P. 7126—7131.
- [2] Мастеров В. Ф., Егоров А. И., Герасимов Н. П. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 46. С. 289—290.
- [3] Blarey K. W., Müller K. A., Bednordz J. G., Berlinger W. // Phys. Rev. B. 1987. V. 36. N 13. P. 7241—7247.

- [4] Blazey K. W., Portis A. M., Müller K. A., Bednordz J. G. // *Physica*. 1988. V. 153—155. N 1. P. 56—57.
- [5] Jeffirs C., Lam H., Kim Y., Borne L. C. // *Phys. Rev. B*. 1988. V. 37. N 16. P. 9840—9843.
- [6] Ebner C., Stroud D. // *Phys. Rev. B*. 1985. V. 31. N 1. P. 165—171.
- [7] Черенков В. А. // *ФТТ*. 1989. Т. 31. № 2. С. 280—282.
- [8] Макашкин Л. Л., Криворучко О. П., Скрипченко Е. В. // Тез. докл. III Всес. совещ. «Неоднородные электронные состояния». Новосибирск, 1989. С. 168—169.
- [9] Pakulis E. J., Chandrashekhar J. // *Phys. Rev. B*. 1989. V. 39. N 1. P. 808—810.
- [10] Guang Z. M., Li Y. Q. // *Phys. Rev. B*. 1989. V. 39. N 6. P. 839—842.
- [11] Blazey K. W., Portis A. M., Müller K. A., Hortberg F. H. // *Europ. Lett.* 1988. V. 6. P. 457—462.
- [12] Choi M. D., Stroud D. // *Phys. Rev. B*. 1987. V. 35. N 13. P. 7109—7112.
- [13] Xia T., Stroud D. // *Phys. Rev. B*. 1989. V. 39. N 6. P. 4792—4798.
- [14] Черенков В. А., Гришин В. Е. // *ФТТ*. 1988. Т. 30. № 2. С. 407—412.
- [15] Гинзбург С. Л., Лузянин И. Д., Хавронин В. П. // *Сб. тр. II ВК ВТСП*. Киев, 1989. Ч. 2. С. 78—79.

ВНТК «Стабилизация»  
Москва

Поступило в Редакцию  
11 июня 1990 г.

