

01;05.4;12

# ФЛИККЕР-ШУМ МАГНИТОЗАВИСИМОЙ КОМПОНЕНТЫ СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНОЙ МОЩНОСТИ РЕЗОНАТОРА С ЭПИТАКСИАЛЬНОЙ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ СВЕРХПРОВОДНИКОВОЙ ПЛЕНКОЙ

© А.В.Бобыль, Р.А.Сурис, Н.В.Фомин

При разработке систем высокотемпературной сверхпроводниковой (ВТСП) электроники часто возникают две задачи: 1) выявление микроприроды источников низкочастотного фликкер-шума (ФШ), которыми обычно являются дефекты с перестраиваемой микроструктурой, так называемые дефекты-флуктуаторы [1], и 2) установление механизмов воздействия дефектов-флуктуаторов на интенсивность ФШ различных физических свойств и параметров ВТСП приборов. Ранее нами было показано, что основным дефектом-флуктуатором нормальной фазы эпитаксиальных  $YBa_2Cu_3O_7$  пленок являются прыжки атомов кислорода между минимумами двухъямного потенциала, расположенными на цепочечной  $O1$  и вакантных  $O5$  позициях кислорода в  $CuO$  плоскости [2]. Этот же дефект-флуктуатор играет роль спускового крючка в формировании флуктуаций сверхпроводящей фазы вблизи  $T_c$  и флуктуаций величины критического тока слабых связей несколько ниже  $T_c$  [3,4].

В данной работе описывается методика, которая является эффективной при проведении исследований источников ФШ существенно ниже  $T_c$ . Суть предлагаемого метода состоит в регистрации интенсивности низкочастотного ( $f \sim 1$ ) Гц ФШ магнитозависимой компоненты сверхвысоко-частотной мощности (МЗМ) систем с ВТСП пленкой, т. е. регистрации флуктуаций амплитуды сигнала, который формируется в такой системе на частоте модуляции внешнего магнитного поля ( $\omega_m$ ). Более конкретную информацию о режимах и используемой аппаратуре можно получить, например, из [5-8], где в качестве основы для регистрации МЗМ часто используются разнообразные методики электронного парамагнитного резонанса на частотах 9.5 и 25.3 ГГц.

Для простоты анализ проведем применительно к достаточно актуальному радиочастотному диапазону (например, вблизи  $\sim 10^5$  Гц), где в первом приближении можно не

учитывать процессы вихреобразования при воздействии на пленку переменного магнитного поля  $[\beta^{-11}]$ . Для тонкой пленки (порядка лондоновской глубины  $\lambda$ ) можно считать, что изменения магнитного поля в ней являются двумерными и, согласно известной связи между критическим полем и температурой  $H_c(T) \cong H_c(0)[1 - (T/T_c)^2]$   $[\beta^{12}]$ , эквивалентны изменениям  $\delta T_c$ . Считаем, что последние содержат флуктуационные и модуляционные компоненты  $\delta T_{cf}$  и  $\delta T_{cm}$  соответственно. Для  $\delta T_{cm}$  в нулевом постоянном магнитном поле  $H = 0$  и при наличии его модуляционной части  $\delta H(t) = \delta H_0 \cos(\omega_m t)$  можно написать

$$\delta T_{cm} = -\frac{1}{2} \frac{T_c^2(0)}{T_c(H)} \frac{\delta H(t)}{H_{c0}} = -\frac{1}{2} \frac{\delta H_0}{H_{c0}} T_c. \quad (1)$$

Относительно  $\delta T_{cf}$  полагаем, что именно к этим флуктуациям приводят действия локальных дефектов флуктуаторов  $[\beta^{13}]$  и что эти действия являются некоррелированными:

$$\overline{(\delta T_c(\mathbf{r}) \delta T_c(\mathbf{r}'))}_f = r_c^2 (\delta T_{cf})_f^2 \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}'), \quad (2)$$

где величина  $(\delta T_{cf})_f^2$  пропорциональна плотности дефектов флуктуаторов, актуальных при данной  $T$  на данной частоте регистрации интенсивности ФШ, т. е. их спектральной плотности  $F(e)$ , где  $e$  — энергия активационного барьера, которая определяется соотношением  $e = -kT \ln(2\pi f \tau_d)$ , а  $(\tau_d)^{-1}$  — дебаевская частота;  $r_c$  — характерный масштаб пространственной неоднородности пленки. Далее будем рассматривать случай, когда  $r_c$  много меньше размеров резонатора. Это позволяет считать, что локальные значения компонент и плотность потока энергии на поверхность

$$W = \text{Re} \left\{ \frac{c}{4\pi} \frac{1}{2} [\mathbf{E} \mathbf{H}^*] \right\} = \frac{c}{8\pi} E_0^2 \text{Re} \left\{ \zeta^{-1} \right\} \quad (3)$$

определяется только локальным значением поверхностного импеданса  $\zeta = \sqrt{-i\omega/4\pi\sigma}$ , где  $\sigma$  — комплексная проводимость, связанная с глубиной проникновения  $\delta = c\sqrt{-4\pi\sigma i\omega}$ .

Далее найдем выражения для 4 экспериментально наблюдаемых величин:

$Q_{dis}(T)$  — величины сверхвысокочастотной мощности, поглощаемой исследуемой поверхностью  $S$ ;

$N_{dis}(T) = \sqrt{(\delta Q_{dis})_f^2}$  — интенсивности шума  $Q_{dis}(T)$  в единичной полосе частот;

$Q_{mod}(T)$  — величины магнитозависимой части мощности, поглощаемой исследуемой поверхностью  $S$ ;

$N_{mod}(T) = \sqrt{(\delta Q_{mod})_f^2}$  — интенсивности шума  $Q_{mod}(T)$  в единичной полосе частот.

Интегрируя (3) по поверхности для первой величины, получаем

$$Q_{dis}(T) = \frac{c}{8\pi} \oint E_0^2 \operatorname{Re} \left\{ \zeta^{-1} \right\} dr = \frac{c}{8\pi} E_{\max}^2 \oint q(\zeta(r)) dr, \quad (4)$$

где учитывается, что в прямоугольном резонаторе амплитуда электрического поля на поверхности  $E_0$  меньше амплитуды в пучности в  $\operatorname{Im} \zeta$  раз и введено обозначение для безразмерной локальной диссипации  $q(\zeta) = [\operatorname{Im} \{\zeta\}]^2 |\operatorname{Re} \{\zeta^{-1}\}|$ . Допустим, что  $\zeta(r)$  является функцией локальной  $T_c$  и  $T$ , т. е.  $\zeta(r) = \zeta(T_c(r), T)$ , а неоднородность пленки описывается функцией распределения фрагментов образца по  $T_c - f(T_c)$ . Тогда в (4) можно перейти к интегрированию по  $T_c$

$$Q_{dis}(T) = \frac{c}{8\pi} E_{\max}^2 S \int q(T_c, T) f(T_c) dT_c. \quad (5)$$

Подставляя в функцию  $q(T_c, T)$  малые вариации  $\delta T_{cf}$  и  $\delta T_{cm}$  для второй и третьей искомым величин соответственно, получаем

$$N_{dis}(T) = \frac{c}{8\pi} E_{\max}^2 \sqrt{r_c^2 (\delta T_{cf})_f^2 S} \int \left( \frac{\partial q}{\partial T_c} \right)^2 f dT_c, \quad (6)$$

$$Q_{mod}(T) = \frac{c}{8\pi} E_{\max}^2 S \int \left| \frac{\partial q}{\partial T_c} \right| \delta T_{cm} f dT_c. \quad (7)$$

Для последней величины аналогично подставляем  $\delta T_{cf} + \delta T_{cm}$  и, удерживая члены, линейные по  $\delta T_{cm}$ , получаем

$$N_{mod}(T) = \frac{c}{8\pi} E_{\max}^2 \sqrt{r_c^2 (\delta T_{cf})_f^2 S} \int \left( \frac{\partial^2 q}{\partial T_c^2} \right)^2 (\delta T_{cm})^2 f dT_c. \quad (8)$$

Таким образом, для экспериментально наблюдаемых величин мы нашли их выражения через функции  $\zeta(r) = \zeta(T_c(r), T)$  и  $f(T_c)$ , которые, как видно, являются локальными характеристиками образца. Самым существенным результатом здесь является то, что мы практически не привлекали конкретных механизмов взаимодействия пленки со

сверхвысокочастотными и модулирующими полями. Полученные соотношения (5)–(8) можно использовать для описания экспериментальных результатов, либо путем предварительного экспериментального определения этих локальных характеристик и численного расчета (5)–(8), либо уже путем привлечения упомянутых механизмов и использования соответствующих аналитических выражений, в частности описывающих зависимость  $\zeta(r) = \zeta(T_c(r), T)$ . Ниже мы проиллюстрируем последнюю ситуацию на примере двухжидкостной модели сверхпроводящего перехода.

Известно [12], что в двухжидкостной модели полная проводимость состоит из сверхтекучей  $\sigma_s$  и нормальной  $\sigma_n$  компонент

$$\sigma = \sigma_n + \sigma_s = \sigma_n + \frac{c^2}{4\pi\lambda^2 i\omega}, \quad (9)$$

где  $\lambda$  — лондоновская глубина, которая в области применимости теории Гинзбурга–Ландау равна  $\lambda^2 = \lambda_0^2 T_c / (T_c - T)$ . Для этого случая получаем

$$\zeta(T_c) = \frac{i\omega}{c} \delta_n \left( \sqrt{(i + \delta_n^2 / \lambda^2(T_c))} \right)^{-1}, \quad (10)$$

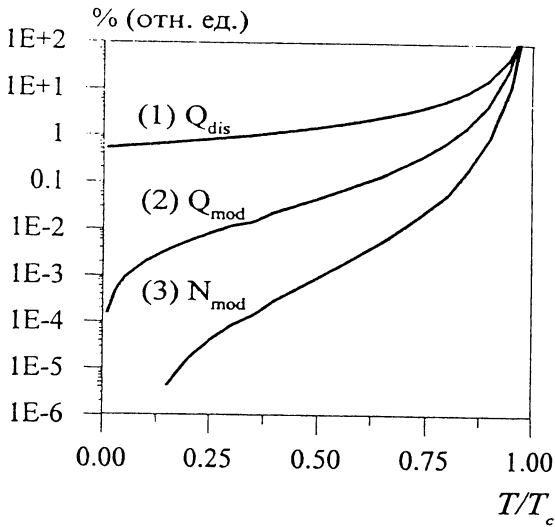
где  $\delta_n = c / (2(\pi\sigma_n))^{1/2}$  — толщина скин-слоя нормальной фазы. Разлагая (10) по малому параметру  $(\lambda / \delta_n)^2$ , можно получить следующие выражения, с помощью которых уже будет легко сделать выражения (5)–(8) применимыми для сопоставления с экспериментальными кривыми:

$$q(T_c) = \frac{1}{2} \frac{\omega \delta_n}{c} \left( \frac{\lambda_0(T_c)}{\delta_n} \right)^3 \left( 1 - \frac{T}{T_c} \right)^{-\frac{3}{2}}, \quad (11)$$

$$\frac{\partial q(T_c)}{\partial T_c} = -\frac{3}{2} q(T_c) \left( 1 - \frac{T}{T_c} \right)^{-1} \frac{T}{T_c^2}, \quad (12)$$

$$\frac{\partial^2 q(T_c)}{\partial T_c^2} = -3q(T_c) \left( 1 - \frac{T}{T_c} \right)^{-2} \frac{T}{T_c^3} \left( 9 \frac{T}{T_c} - 1 \right). \quad (13)$$

Подставляя (11)–(13) в соответствующие уравнения (5)–(8), можно получить выражения, пригодные, в частности, для компьютерных расчетов, некоторые результаты которых приведены на рисунке. Эти кривые были получены для пленок с шириной перехода  $2K$  и для случая  $F(\epsilon) = \text{const}$  (что соответствует строгой  $1/f$  зависимости шума), а уровень 7% показан в качестве примера типичной ситуации наличия в пленке примерно столько же процентов других структурных включений. Заметим, что по



Зависимость величины поглощаемой мощности (1), ее магнито-зависимой части (2) и интенсивности шума этой части (3) от  $T$ . Пунктиром показан уровень 7%.

$T$  зависимости контактных измерений величины сопротивления эти включения могут быть не замечены вплоть до 50%, т. е. вплоть до уровня, необходимого для формирования порога протекания сверхпроводящей фазы. Видно, что уровень 7% достигается при уменьшении  $T_c$  включений на  $\sim 5K$ , а двухжидкостная модель однофазной пленки применима фактически только вблизи  $T_c$ . Более крутой ход зависимости  $N_{mod}(T)$  по сравнению с  $Q_{mod}(T)$  означает, что она является более структурированной и даже ее визуальный анализ может дать необходимую информацию о качестве пленок и надежности соответствующих сверхвысокочастотных приборов.

Таким образом, предлагаемый метод является эффективным при исследованиях источников фликкер-шума вблизи и существенно ниже  $T_c$  и позволяет выявлять скрытые дефекты, которые в значительной степени определяют шумовые свойства сверхвысокочастотных систем на основе эпитаксиальных сверхпроводниковых пленок и процессов деградации их основных параметров.

Работа выполнена в рамках Российской СП-программы (проект № 94048).

## Список литературы

- [1] Galperin Y.M., Karpov V.G., Kozub V.I. // Adv. Rev. 1989. V. 38. N 6. P. 669-737.
- [2] Bobyl A.V., Gaeuski M.E., Karmanenko S.F. et al. // J. Appl. Phys. 1996 (в печати).
- [3] Bobyl A.V., Gaeuski M.E., Khrebtov I.A. et al. // Physica C. 1995. V. 247. N 1/2. P. 7-33.
- [4] Ferrari M.J., Johnson M., Wellstood F.C. et al. // J. Low Tem. Phys. 1994. V. 94. N 1/2. P. 15-61.
- [5] Vendik O.G., Kozyrev A.V., Popov A.Y. // Rev. Phys. Appl. 1990. V. 25. N 3. P. 255-263.
- [6] Kheifets A.S., Veinger A.I. // Physica C. 1990. V. 165. N 5/6. P. 491-498.
- [7] Семенченко М.Г., Флейшер В.Г. // Сверхпроводимость: физика, химия, техника. 1990. Т. 3. № 2. С. 240-246.
- [8] Shaltiel D., Bill H., Grayevsky A., Junod A. et al. // Supercond. Sci. Technol. 1991. V. 4. N 1/2. P. S85-87.
- [9] Koshelev A.F., Vinokur V.M. // Physica C. 1991. V. 173. N 5/6. P. 456-475.
- [10] Sonin E.B. // Phys. Rev. 1993. V. B 48. N 14. P. 10 487-10 497.
- [11] Berezin V.A., P'ichev E.V., Tulin V.A. et al. // Phys. Rev. 1994. V. 49. N 6. P. 4331-4333.
- [12] Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1972. 450 с.
- [13] Kozub V.I. // Phys. Rev. 1994. V. B 49. N 10. P. 6895-6902.

Поступило в Редакцию  
16 июня 1996 г.