ЖУРНАЛ РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ, N 11, 2011

ВЫЧИСЛЕНИЕ ЛИНЕЙНЫХ ПО МОЩНОСТИ ПОПРАВОК К СПЕКТРАЛЬНЫМ ФУНКЦИЯМ СВЕРХПРОВОДНИКА И ИХ ВКЛАДА В ОТКЛИК СВЕРХПРОВОДНИКОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ

А. В. Семенов[1], И. А. Девятов[2], А. В. Смирнов[1], Б. М. Воронов[1], Р. В. Ожегов[1], И. В. Третьяков[1], С. А. Рябчун[1], Г. М. Чулкова[1], Д. В. Петренко[1], А. В. Антипов[1]

[1] Московский педагогический государственный университет
[2] НИИЯФ им. Д. В. Скобельцина МГУ им. М.В. Ломоносова

Получена 31 октября 2011 г.

Аннотация. Исследуется вклад в чувствительность сверхпроводниковых детекторов электромагнитного излучения, возникающий из-за изменения спектральных функций абсорбера под действием поглощаемой мощности. Для абсорбера в виде «грязной» сверхпроводниковой плёнки показано, что при низкой температуре единственной причиной изменения спектральных функций является изменение параметра порядка. Предложен метод расчёта поправок к спектральным функциям для случая «грязной» плёнки.

Ключевые слова: сверхпроводниковые детекторы электромагнитного излучения, спектральные функции сверхпроводника, сверхпроводимость, регистрация излучения.

Abstract. We investigate contribution to the detectivity of superconducting radiation sensors, originated from a change in spectral functions of the absorber under influence of the absorbed power. For the absorber manufactured of dirty superconducting film we demonstrate that at low temperature the only cause of the change in spectral functions is the change of the order parameter. A method for calculation corrections to the spectral functions for the case of dirty film is suggested.

Keywords: superconducting radiation sensors, spectral functions of a superconductor, superconductivity.

В современных сверхпроводниковых детекторах электромагнитного излучения используется чувствительность транспортных свойств сверхпроводникового абсорбера или джозефсоновской структуры к функции распределения квазичастиц *f*, которая становится неравновесной при поглощении мощности электромагнитного сигнала. Помимо функции распределения квазичастиц, транспортные характеристики зависят также и от вида спектральных функций, например, для кинетической индуктивности «грязной» сверхпроводниковой плёнки справедливо выражение [1]

$$L^{-1} = \sigma_N \int dE(1-2f)(\operatorname{Im} G \operatorname{Re} G + \operatorname{Im} F \operatorname{Re} F), \tag{1}$$

где $\sigma_N \equiv 2e^2 DN_0$ - удельная проводимость нормального металла, а G и F – запаздывающие функции Грина теории Узаделя [2]. Если спектральные функции не меняются под действием поглощаемой мощности, как, например, в детекторах с наведённой сверхпроводимостью в абсорбере, то задача вычисления отклика сводится к вычислению функции распределения и подстановке её в формулу для транспортной характеристики типа (1). Однако для ряда детекторов влиянием поглощённой мощности на спектральные функции пренебрегать нельзя - такая ситуация реализуется в детекторах с собственной сверхпроводимостью абсорбера. Исследованию относительной величины возникающих поправок и построению способа их расчёта в линейном по мощности сигнала приближении и посвящена настоящая работа.

Мы рассматриваем частный пример «грязной» сверхпроводниковой плёнки при низкой температуре T<<Δ, где Δ – параметр порядка. Этот пример непосредственно относится к вычислению отклика детектора на кинетической индуктивности сверхпроводниковой полоски, однако способ расчёта легко обобщается и на другие случаи.

В линейном приближении поправку к кинетической индуктивности (1) можно представить в виде суммы двух слагаемых

$$\frac{\delta L}{L_0} = \frac{-2\int dE\,\delta f \operatorname{Im} F^2 + \int dE \tanh(E/2T)\,\delta \operatorname{Im} F^2}{\int dE \tanh(E/2T) \operatorname{Im} F^2} \equiv \frac{\delta_1 L}{L_0} + \frac{\delta_2 L}{L_0} \tag{2}$$

Эти два слагаемые имеют разное происхождение. Поправка $\delta_1 L$ связана с изменением функции распределения квазичастиц, в то время как $\delta_2 L$ происходит от изменения спектральных функций. Нас в дальнейшем будет интересовать $\delta_2 L$. Изменение в спектральных функциях имеет два источника: появление в запаздывающем уравнении Узаделя члена с переменным полем и изменение величины параметра порядка под влиянием изменённой функции распределения квазичастиц:

$$\delta \operatorname{Im} F^2 = \delta \operatorname{Im} F^2 \Big|_{\alpha \neq 0,\, f=0} + \delta \operatorname{Im} F^2 \Big|_{,\alpha = 0 \delta f \neq 0} \equiv \delta_a \operatorname{Im} F^2 + \delta_b \operatorname{Im} F^2 , \qquad (3)$$

$$\delta_2 L \equiv \delta_{2a} L + \delta_{2b} L .$$

Оценим относительный вклад поправок $\delta_{2a} L$ и $\delta_{2b} L$, воспользовавшись аналитиками из бестокового случая. Удобнее оказывается сравнить поправки не к L, а к Δ. И L, и Δ даются интегралами по энергии от спектральных функций, поэтому в линейном приближении поправки к ним совпадают с точностью до коэффициента порядка единицы.

Запаздывающее уравнение Узаделя для бестокового пространственно-однородного случая с учётом переменного поля выглядит следующим образом [1,3]:

$$-iEF - i\Delta G + \alpha\{(G_+ + G_-)F + (F_+ + F_-)G\} = 0 . \qquad (4)$$

Здесь $\alpha \equiv e^2 D \mathbf{E}^2 / \omega^2$, $\mathbf{E}$ и ω – амплитуда и частота переменного электромагнитного поля, D – коэффициент диффузии плёнки. Для расчёта поправки к Δ необходимо решение этого уравнения в области энергий E порядка нескольких Δ. Поэтому в пределе $\omega >> \Delta$ можно заменить гриновские функции $G_\pm$, $F_\pm$ от «смещённого» аргумента $E \pm \omega$ на их асимптотики при $|E| >> \Delta$: $G_\pm \to 1$, $F_\pm \to 0$. После этого упрощения уравнение приобретает БКШ - форму с точностью до замены $E \to E + 2i\alpha$,

$$-i(E + 2i\alpha)F - i\Delta G = 0 .$$

Его решение

$$G = \frac{E + 2i\alpha}{\sqrt{(E + 2i\alpha)^2 - \Delta^2}} ,$$

$$F = \frac{-\Delta}{\sqrt{(E+2i\alpha)^2 - \Delta^2}} .$$

Уравнение самосогласования для параметра порядка в низкотемпературном (T<<Δ) пределе при этом имеет вид

$$\Delta = -\lambda \int_0^{\omega_B} dE \operatorname{Re} F = \lambda \operatorname{Re}\left\{ \int_0^{\omega_B} dE \frac{\Delta}{\sqrt{(E+2i\alpha)^2 - \Delta^2}} \right\} \tag{5}$$

При выполнении соотношения α<<Δ оно легко решается аналитически с результатом $\Delta=\Delta_0-2\alpha$, где $\Delta_0=2\omega_D\exp(-1/\lambda)$ – решение уравнения самосогласования в БКШ случае. Таким образом, $\delta\Delta/\Delta_0=-2\alpha/\Delta_0$ и

$$\frac{\delta_{2a} L}{L_0} \propto -\frac{2\alpha}{\Delta} . \tag{6}$$

Поправка к Δ из – за изменения функции распределения квазичастиц в пределе T<<Δ также вычисляется аналитически и даётся выражением

$$\frac{\delta\Delta}{\Delta_0} = \frac{-2\int_0^{\omega_B} dE \delta f \operatorname{Re} F}{\int_0^{\omega_B} dE \operatorname{Re} F} \tag{7}$$

Для оценки входящего сюда интеграла оценим δf. В приближении «времени рекомбинации» (избыточные квазичастицы порождаются переменным полем, и затем рекомбинируют без релаксации по энергии), $\delta f \sim \alpha\tau_{rec}$. В нижней части диапазона энергий квазичастиц, т.е. вблизи Δ, δf будет заведомо больше этой оценки из-за прихода квазичастиц с вышележащих уровней. В случае БКШ вида спектральных функций и в пределе T<<Δ,

$$\tau_{rec}^{-1}(E \cong \Delta) = 4\sqrt{2\pi}\lambda \left(\frac{\Delta}{\omega_D}\right)^2 \sqrt{T\Delta} \exp\left(-\frac{\Delta}{T}\right),$$

поэтому для δf будем иметь

$$\delta f (E \cong \Delta) > \frac{\alpha}{\lambda\sqrt{T\Delta}} \left(\frac{\omega_D}{\Delta}\right)^2 \exp\left(\frac{\Delta}{T}\right).$$

Отсюда и поправки к Δ и L имеют относительную величину того же порядка,

$$\frac{\delta_{2b}L}{L_0} \propto -\frac{\alpha}{\lambda\sqrt{T\Delta}}\left(\frac{\omega_D}{\Delta}\right)^2 \exp\left(\frac{\Delta}{T}\right). \tag{8}$$

Сравнив оценки для $\delta_{2a}L$ и $\delta_{2b}L$, легко видеть, что при T<<Δ поправка $\delta_{2a}L$ абсолютно несущественна.

Ввиду этого можно отбросить в уравнении Узаделя член с переменным полем, и уравнение становится тождественным уравнению Узаделя в равновесном (без переменного поля) случае:

$$-iEF - i\Delta G + \Gamma GF = 0. \tag{9}$$

Отличие от равновесного случая остаётся лишь в уравнении самосогласования

$$\Delta = -\lambda \int_0^{\omega_D} dE f_L \operatorname{Re} F , \tag{10}$$

содержащем неравновесную «функцию распределения» $f_L=1-2f$. Таким образом, при низкой влияние переменного поля на спектральные функции происходит лишь опосредованно, через изменение параметра порядка под воздействием изменённой функции распределения

Получим теперь из уравнения Узаделя формулу для поправок к спектральным функциям. Для этого в исходном уравнении (9) представим F, G, и Δ в виде $F=F_0+\delta F$, $G=G_0+\delta G$, $\Delta=\Delta_0+\delta\Delta$, где F_0, G_0, - решение уравнения при $\Delta=\Delta_0$ (значение параметра порядка в равновесном случае), а δF, δG, $\delta\Delta$, - линейные по поглощаемой мощности поправки. Произведя линеаризацию, приходим к уравнению

$$-i(E + i\Gamma G_0)\delta F - i(\Delta_0 + i\Gamma F_0)\delta G - iG_0\delta\Delta = 0 \tag{11}$$

Исключив отсюда δG посредством условия нормировки для функций Грина (в линеаризованном виде оно выглядит как $G_0\delta G - F_0\delta F = 0$), получаем формулу, выражающую δF через $\delta\Delta$ и равновесные спектральные функции:

$$\delta F = \mathbf{F}\,\delta\Delta \tag{12}$$

где $\mathbf{F} = \dfrac{-G_0^2}{(E + i\Gamma G_0)G_0 + (\Delta_0 + i\Gamma F_0)F_0}$.

Таким же образом из уравнения самосогласования (10) (подставив f_L= $f_{L0}-2\delta f$, f_{L0}=tanh(E/2T)) получаем выражение для поправки к параметру порядка

$$\delta\Delta = -\lambda \int_0^{\omega_D} dE f_{L0} \operatorname{Re}\delta F + 2\lambda \int_0^{\omega_D} dE \delta f \operatorname{Re} F_0 \qquad (13)$$

Система (12) и (13) решается следующим образом. Взяв от (12) действительную часть, домножив её на $-\lambda f_{L0}$ и проинтегрировав по E в пределах от 0 до ω_D, получаем слева одно из слагаемых, входящих в правую часть (13). Добавив теперь к обеим частям получившегося равенства второе слагаемое из правой части (13), получаем замкнутое (в том смысле, что не содержащее δF) алгебраическое уравнение относительно $\delta\Delta$, из которого

$$\delta\Delta = \frac{2\lambda \int_0^{\omega_D} dE \delta f \operatorname{Re} F_0}{1 + \lambda \int_0^{\omega_D} dE f_{L0} \operatorname{Re}\mathbf{F}}. \qquad (14)$$

Подставив теперь найденное $\delta\Delta$ в (12), находим δF.

Таким образом, задача вычисления отклика детектора сводится к расчёту функции распределения квазичастиц при равновесных (не модифицированных излучением) спектральных функциях.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки, мероприятие 2011-1.9-519-005, государственный контракт № 11.519.11.4005, и в рамках реализации ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013.

Литература

1. *Семенов А.В., Девятов И.А., Куприянов М.Ю.* Письма в ЖЭТФ 88, 514 (2008).

2. *Usadel K. D.* Phys. Rev. Lett. 25, 507 (1970).

3. *Anthore, H. Pothier, D. Esteve*, Phys. Rev. Lett. 90, 127001 (2003).