

## НЕЛИНЕЙНОСТЬ ОДНОФОТОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В СВЕРХПРОВОДНИКЕ ВБЛИЗИ ПОРОГА

*Е.Н.Братусь, В.С.Шумейко*

Рассмотрено одноквантовое поглощение электромагнитного поля в чистом сверхпроводнике при конечной амплитуде. Показано, что вблизи порога поглощение становится нелинейным при

$H \gtrsim H_c \kappa^{1/2} \left( \frac{\omega - 2\Delta}{\Delta} \right)^{3/4}$ ,

нелинейность приводит к возникновению минимума на амплитудной характеристике и к сглаживанию излома частотной характеристики в пороговой точке.

Процесс одноквантового рождения электронно-дырочных пар в сверхпроводнике переменным электромагнитным полем имеет, как извест-

но, порог на частоте  $\omega = 2\Delta$ . Поглощение электромагнитной энергии, связанное с этим процессом и возникающее при  $\omega < 2\Delta$ , неоднократно рассматривалось в рамках теории линейного отклика [1]. Настоящее сообщение посвящено вопросу о поглощении при конечных амплитудах. Показано, что в чистых сверхпроводниках вблизи порога  $\Omega = \omega - 2\Delta \ll \Delta \ll \Delta$  одноквантовое поглощение становится нелинейным при аномально малой ( $H \ll H_c$ ) амплитуде переменного поля:

$$H \gtrsim H_c \kappa^{1/2} \left( \frac{\Omega}{\Delta} \right)^{1/2}, \quad \kappa = \frac{\delta\Delta}{v_F}. \quad (1)$$

Причиной столь ранней нелинейности является сильная неравновесность ответственных за одноквантовое поглощение пар, рожденных в околопороговой области. В соответствии с законом сохранения  $\epsilon + \epsilon' - w = 0$  рождающиеся пары сосредотачиваются в области низких энергий  $\epsilon - \Delta \sim (\Delta\Omega)^{1/2}$  и поэтому оказываются весьма чувствительными к внешнему воздействию<sup>1)</sup>.

В условиях аномального скин-эффекта процесс диссипации электромагнитной энергии можно разделить на два этапа. На первом этапе электроны, испытывая неупругое рассеяние на скин-слое, отбирают энергию у поля, на втором этапе они передают ее в глубине сверхпроводника фоновому термостату. После термализации электроны вновь возвращаются в скин-слой. Расчет эволюции электронного распределения при полете через скин-слой сверхпроводника с зеркальной границей основан на кинетическом уравнении для матрицы плотности  $\hat{\gamma}(x, x', t)$  [2]

$$i \hat{\gamma} = [\sigma_z \eta v_F \hat{p} + \sigma_x \Delta + v_F p_s \cos \phi, \hat{\gamma}] \quad (2)$$

с начальным условием в виде равновесной матрицы плотности до рассеяния (отсутствие разогрева).  $\eta$  — угол скольжения,  $\phi$  — азимутальный угол электронной траектории. Решение (2) при конечной амплитуде приложенного поля может быть найдено благодаря большой дебройлевской длине волны низколежащих возбуждений в модели с точечным потенциалом  $p_S(x, t) \rightarrow u \cos \omega t \delta(x)$ . В этой модели вычисление энергии, переданной полем электронам, сводится к отысканию функции дискретного аргумента  $S_n$ , удовлетворяющей рекуррентному соотношению

$$S_{\pm n} = - \frac{u_{\pm n}}{1 + u_{\pm n} S_{\pm(n+1)}}; \quad u_n = iB \left( \frac{\epsilon - \omega n + \Delta}{\epsilon - \omega n - \Delta} \right)^{\sigma/2}; \quad (3)$$

$$B = \frac{\sigma' u \cos \phi}{\eta}; \quad \sigma, \sigma' = \pm 1.$$

<sup>1)</sup> Благодаря малости занимаемого парами объема фазового пространства, их влияние на другие характеристики отклика сверхпроводника несущественно.

Усредненная по периоду энергия, поглощенная электронами, выражается через  $S_n$  следующим образом:

$$\bar{\epsilon} = \int_0^{\infty} dx \mathbf{j} \bar{\mathbf{E}} = -i \frac{3N}{2\pi p_F} \omega \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\Delta} d\eta \eta \int_{\Delta}^{\infty} d\epsilon \sum_{\sigma, \sigma'} \sigma' n_F \left( -\frac{\sigma' \epsilon}{T} \right) \times$$

$$\times \frac{u_0}{|1 + u_0 S_1 + u_0 S_{-1}|^2} \sum_{n=1}^{\infty} n \left\{ \frac{\text{Im} u_n}{|u_n|^2} \prod_{i=1}^n |S_i|^2 - \frac{\text{Im} u_{-n}}{|u_{-n}|^2} \prod_{i=1}^n |S_{-i}|^2 \right\}. \quad (4)$$

При малых амплитудах  $B \ll 1$  соотношение (3) позволяет вычислить поглощение (4) в каждом порядке по амплитуде. Эта процедура обладает свойствами улучшенной теории возмущений: в ней отсутствуют расходимости, связанные с наличием особенности в плотности состояний вблизи энергетической щели.

Ряд, определяющий поглощение (4), помимо теплового поглощения содержит не обращающуюся в нуль при  $T = 0$  сумму вкладов многоквантовых процессов рождения возбуждений:

$$\sum_{n=1}^{\infty} \Theta(\omega n - \Delta - \epsilon) \frac{n}{u_n} \prod_{i=1}^n |S_i|^2. \quad (5)$$

Сумма начинается с одноквантового вклада,  $n$ -й член пропорционален  $B^{2n-1}$  и соответствующее ему поглощение в общем случае неаналитично по амплитуде. Явное выражение для одноквантового поглощения, вытекающее из (3) – (5), вблизи порога в главном по  $B$  приближении имеет вид

$$\bar{\epsilon} = \frac{3N}{\pi p_F} \omega \int_0^{\Omega} d\sigma \eta \int_0^{\Delta} dE \frac{B^2 \left( \frac{\Omega - E}{E} \right)^{1/2}}{\left( 1 + 2B^2 \sqrt{\frac{\Delta}{E}} \right)^2}. \quad (6)$$

Это выражение соответствует результату линейной теории [1]:

$$\bar{\epsilon} = \frac{3\pi N}{32 p_F} \omega \int_0^{\infty} \frac{dq}{q} p_S^2(q) \quad (7)$$

в том случае, когда знаменатель подынтегрального выражения в (6) близок к единице. Соответствующее условие получается при подстановке в  $B$  (3) характерных значений углов скольжения  $\eta$ , определяемых из условия пространственного резонанса [1]  $\eta \sim \kappa (\Omega/\Delta)^{1/2}$ ;  $p_S v_F/\Delta \ll \ll (\Omega/\Delta)^{1/4}$ . Вблизи порога полученный критерий является довольно жестким, так что даже при малой амплитуде может быть реализована нелинейная ситуация (1). В пределе сильной нелинейности для пиппардовского сверхпроводника вместо (7) получается выражение:

$$\bar{\epsilon} \sim \frac{N}{p_F} \omega \Omega \left( \frac{\Omega}{\Delta} \right)^{3/4} \kappa^{3/2} \frac{H}{H_C}. \quad (8)$$

Рассмотренная нелинейность существенно связана с близостью к порогу, где одноквантовое поглощение, являясь главным членом в разложении по полю, становится малым. В связи с этим возникает необходимость оценки величины поглощения, связанного с двухквантовыми процессами. Эта оценка может быть сделана также на основе (3)–(5),

$$\bar{\epsilon} \sim \frac{N}{P\bar{F}} \omega \Delta \left( \frac{H}{H_C} \right)^4 \left( 1 + 0 \left( \sqrt{\frac{\Omega'}{\Delta}} \ln \frac{H}{H_C} \right) \right) \quad (9)$$

и ее сопоставление с (8) показывает, что нелинейность одноквантового поглощения наступает раньше, чем становятся существенными двухквантовые эффекты <sup>1)</sup>.

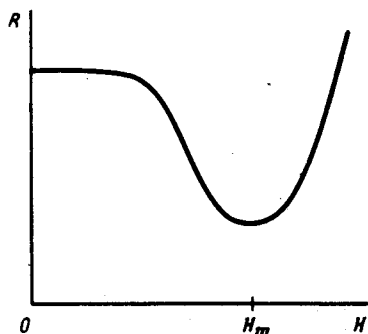


Рис. 1. Амплитудная зависимость поверхностного сопротивления

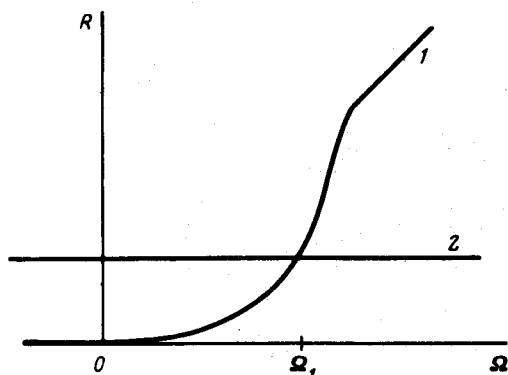


Рис. 2. Частотная зависимость одноквантового (1) и двухквантового (2) поглощения,  $\Omega_1 \sim \left( \frac{H}{H_C} \kappa^{1/2} \right)^{1,7} \Delta$

На рис. 1 и рис. 2 приведены амплитудная и частотная характеристики поверхностного сопротивления сверхпроводника, соответствующие формулам (7) – (9). Как видно из этих формул, нелинейность одноквантового поглощения приводит: 1) к существованию минимума на амплитудной зависимости поверхностного сопротивления при  $H_m \sim H_C \kappa^{1/2} (\Omega/\Delta)^{0,6}$  (рис. 1); 2) к переходу частотной характеристики от линейного закона [1] закону  $\Omega^{7/4}$  в области (1) и отсутствию излома в пороговой точке

<sup>1)</sup> Тот же порядок по  $H/H_C$ , что и двухквантовое поглощение, имеет неучтенное в (3) поглощение, связанное с колебаниями.

(рис. 2). Для экспериментального наблюдения описанных эффектов достаточно, по-видимому, мощность излучения порядка  $10^{-1}$  Вт, вполне достижимая современными лазерами субмиллиметрового диапазона.

Авторы благодарны В.П.Галайко за обсуждение работы и полезные замечания.

Физико-технический институт  
низких температур  
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию  
20 июня 1978 г.

### Литература

- [1] А.А.Абрикосов, Л.М.Халатников. УФН, 65, 551, 1958.
  - [2] В.П.Галайко, В.С.Шумейко. ФНТ, 1, 1253, 1975.
-