Письма в ЖЭТФ, том 30, вып.3, стр. 185 – 189 *5 августа 1979 г.*

ГЕОМЕТРИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНС В ПРОМЕЖУТОЧНОМ СОСТОЯНИИ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

О.П.Леденев

Рассматривается поглощение ультразвука (геометрический резонанс) в промежуточном состоянии при $ka_N \gg 1$. Получена модулированная по амплитуде осциллирующая зависимость поглощения как следствие андреевских отражений электронных возбуждений от границ нормальных и сверхпроводящих слоев. Можно показать, что эта зависимость объясняет эксперименты из [1, 2]

Интерес к изучению поглощения ультразвуковых волн (УВ) в промежуточном состоянии (ПС) основан на том обстоятельстве, что этот метод, по существу, является единственным, позволяющим получать экспериментальную информацию о структуре ПС, созданной внешним магнитным полем в глубине сверхпроводника первого рода. Основной вклад во взаимодействие с УВ в области температур $T \ll T_{\text{к}}$ в ПС вносят электронные возбуждения нормальных слоев, отличительной особенностью которых, как это было впервые показано Андреевым [3], является своеобразный механизм отражения от границ со сверхпроводником. Основываясь на андреевских законах динамики электронных возбуждений в ПС, были теоретически исследованы несколько случаев прохождения УВ через ПС [4 – 9]. В [4] был обнаружен механизм поглощения, связанный с вибрацией межфазных границ, в последующем изученный и в области нитевидной структуры ПС [5]. В 1967 г. Андреевым было впервые предсказано явление осциллирующего поглощения УВ [6], расчет которого производился путем решения кинетического уравнения в компонентах фурье-разложения по обратной величине удвоенной толщины нормального слоя. При $ka_N \sim 1$ и $l, D > a_N$ была установлена периодичность поглощения в зависимости от a_N. Рассматривалось также влияние магнитного квантования на поглощение [7, 8], и особенности распространения УВ в случае их наклонного падения на структуру ПС [9].

Ниже в рамках простой модели (замкнутая поверхность Ферми с двумя точками поворота на экстремальном сечении) анализируется при

$T << T_К$ прохождение продольной УВ через ПС, полагая, что выполнена следующая цепочка неравенств $l > D > a_N >> \lambda$, где l – длина свободного пробега электронных возбуждений, D – диаметр их орбиты в критическом магнитном поле $H_К$, a_N – толщина слоя нормальной фазы, λ – длина волны УВ. УВ с волновым вектором $\mathbf{k}$ распространяется поперек системы чередующихся нормальных и сверхпроводящих слоев в направлении оси X. Магнитное поле, равное в нормальном слое $H_К$, ориентировано вдоль оси Z. Граница раздела нормальной и сверхпроводящей фаз (NS-граница) лежит в плоскости YZ.

Кинетическое уравнение в поле деформации УВ $u_{ik} = u_{ik,0} \exp(i\mathbf{kr} - i\omega t)$ в нормальном слое можно записать в виде (см. [10, 11])

$$(i\mathbf{kv} - i\omega + \nu)\,\psi + \partial\psi/\partial t_1 = \Lambda_{ik}\,\dot{u}_{ik}, \qquad (1)$$

где ψ находится из $f = f_0 - \dfrac{\partial f_0}{\partial \epsilon}\psi$ (f_0 и f – равновесная и неравновесная функции распределения электронов), обозначения аналогичны [11]. В уравнении (1) в виду малости скорости звука по сравнению с электронной скоростью $\mathbf{v}$ пренебрегаем временно́й производной от ψ, пропорциональной ω. Решение в нормальном слое будем искать, как обычно, в виде

$$\psi(t_1) = \int_{-\infty}^{t_1} \Lambda_{ik}(t_2)\,\dot{u}_{ik}(t_2) \exp\{\int_{t_1}^{t_2} (i\mathbf{kv}(t_3) + \nu)\,dt_3\}\,dt_2 . \qquad (2)$$

Отметим, что в системе координат, связанной с электронным возбуждением $\dot{u}_{ik} \sim (\mathbf{kv} - \omega)$ и, так как $\mathbf{kv} >> \omega$, то на NS-границе при изменении знака скорости $\mathbf{v} \to -\mathbf{v}$ будем иметь $\psi(\mathbf{v}) + \psi(-\mathbf{v}) = 0$, что и требуется для удовлетворения андреевским граничным условиям.

С учетом $\mathbf{k} \perp \mathbf{H}$ и периодичности в выбранной геометрии $\Lambda_{ik}\dot{u}_{ik}$ по периоду обращения электронного возбуждения в магнитном поле, выражение для коэффициента поглощения, формально аналогичное выражению для нормального металла, можно записать в виде

$$\Gamma(X_{(1)}) = \frac{2}{(2\pi\hbar)^3}\, A \int \frac{\Omega}{\mu} \{ |\gamma_{(1)}|^2 + |\gamma_{(2)}|^2 + \gamma^*_{(1)}\gamma_{(2)} \sin(\int_{t_{(1)}}^{t_{(2)}} \mathbf{kv}\,dt) \}\,dp_z, \quad (3)$$

где A – коэффициент, зависящий от свойств среды и частоты УВ [10, 11], $\gamma_{(l)} = \Lambda_{ik(l)}\,\dot{u}_{ik} / |\mathbf{kv}'_{(l)}|^{1/2}$, нижний индекс в скобках указывает в какой из двух точек поворота, в которых $\mathbf{kv}_{(1),(2)} = 0$, должны быть взяты значения соответствующих величин. В ПС $\Gamma(X_{(1)})$ оказывается зависящим от положения электронной орбиты на оси X, т.е. от координаты точки поворота $X_{(1)}$.

Разобьем интеграл под знаком синуса в выражении для осциллирующей части поглощения, на сумму интегралов, где в качестве пределов выберем последовательно зафиксированные времена столкновения возбуждения с NS-границами, т.е. $\int_{t_{(1)}}^{t_{(2)}} \ldots = \int_{t_{(1)}}^{\tau_1} \ldots + \int_{\tau_1}^{\tau_2} \ldots + \ldots + \int_{\tau_n}^{t_{(2)}} \ldots$.

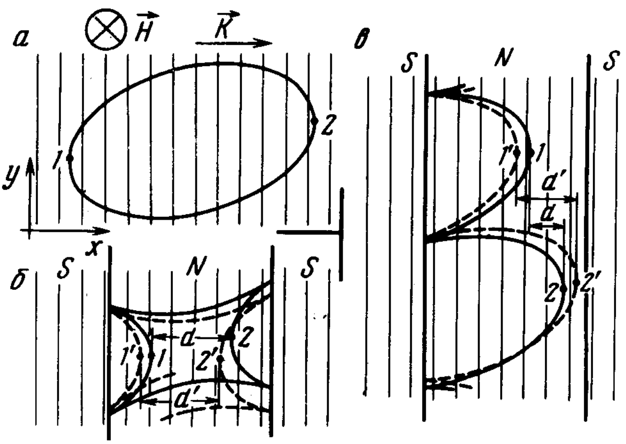

Рис.1. Траектория электрона в магнитном поле: *а* – нормальный металл, *б* – промежуточное состояние (два отражения между точками поворота *1* и *2* ; расстояние между *1* и *2* по оси X равно d и не зависит от положения точки *1*), *в* – промежуточное состояние (одно отражение, d зависит от положения точки поворота *1*, $d \neq d'$). Тонкие вертикальные линии – плоскости равной фазы УВ

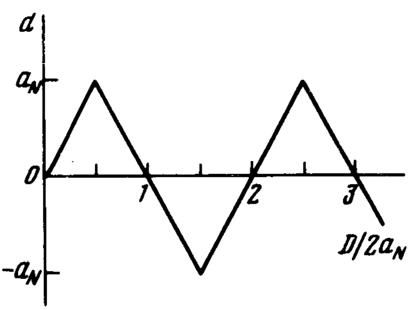

Рис.2. Зависимость расстояния d между точками поворота в направлении оси X при четном числе отражений от отношения $D/2a_N$

Учитывая, что $\int^{t_{(2)}} |\mathbf{kv}|\,dt = kD$, вычислим весь интеграл, записывая его как $\int_{t_{(1)}}^{t_{(2)}} \mathbf{kv}\,dt = kd$, где d – некоторый эффективный диаметр траектории возбуждения, введенный по аналогии с нормальным металлом (рис.1). В случае четного числа отражений от NS-границ между точками поворота d есть

$$d = (-1)^l \{ (l+1)\, 2a_N - D \}, \tag{4}$$

где $l = \left[\dfrac{D - a_N}{2a_N} \right]$, [...] – целая часть от выражения в скобках ($[x] = -1$, если $-1 \leqslant x < 0$). График $d = f\left(\dfrac{D}{2a_N}\right)$ приведен на рис.2. В случае нечетного числа отражений d будет кусочно линейной функцией от $X_{(1)}$ с пределами изменений от $-a_N$ до a_N, явный вид которой в данном случае не существенен. Усреднение осциллирующей части поглощения $\widetilde{\Gamma}(X_{(1)})$ при $ka_N >> 1$ по толщине слоя приводит к вычислению $<\widetilde{\Gamma}> =$

$= \int_0^{a_N} \widetilde{\Gamma}(X_{(1)})\, dX_{(1)} / \int_0^{a_N} dX_{(1)}$. Так как при заданных a_N и D число отражений есть функция от $X_{(1)}$, то интеграл в числителе разбивается на два – по орбитам с четным и нечетным числом отражений. При этом $\widetilde{\Gamma}$(четн.) не зависит от $X_{(1)}$ и задача сводится к вычислению $\int_0^{a_N} dX_{(1)}$ (четн.), который равен $a_N - |d|$. $\widetilde{\Gamma}$ (нечет.) является быстроосциллирующей знакопеременной функцией от $X_{(1)}$ и интеграл от нее стремится к нулю. Таким образом $<\widetilde{\Gamma}>$ оказывается модулированной функцией равной $\frac{a_N - |d|}{a_N} \widehat{\Gamma}$ (четн.). Выпишем выражение для $|d|$:

$$|d| = (-1)^n (D - \{ m + \frac{1}{2}(1 - (-1)^n) \} 2 a_N , \tag{5}$$

где $m = [D/2a_N]$, $n = [D/a_N]$.

Осциллирующую часть поглощения в ПС получим в виде

$$\widetilde{\Gamma} \sim \Delta\widetilde{\Gamma}_{\text{норм.}} (H_{\text{K}})\, \eta\, \frac{a_N - |d|}{a_N} \sin (kd \pm \frac{\pi}{4}), \tag{6}$$

где $\Delta\widetilde{\Gamma}$ норм. (H_{K}) – амплитуда осцилляций геометрического резонанса в нормальном металле в поле H_{K}, η – концентрация нормальной фазы.

Из (6) видно, что число осцилляций поглощения в одном периоде модуляции равно удвоенной толщине нормального слоя $2a_N$, выраженной в единицах длины волны УВ λ, т.е. $2a_N = n\lambda$, где n – число осцилляций в одном преиоде модуляции. В случае $D << a_N$ результаты переходят в выражение для нормального металла, т.е. $d \to D$, $\frac{a_N - |d|}{a_N} \to 1$ и в (6) остается лишь концентрационная зависимость амплитуды осцилляций, которую можно использовать для оценки концентрации нормальной фазы в ПС.

Проведенное сравнение с экспериментальными результатами [1, 2] показывает, что (6) качественно описывает сложную периодичность наблюдавшихся зависимостей. Количественное сравнение с экспериментальным материалом предполагается провести в следующей публикацией. Здесь лишь укажем, что толщина слоя нормальной фазы в [1, 2] в оценке по формуле (6) изменяется от 10^{-2} до 10^{-3} см и зависит от внешнего магнитного поля.

Автор выражает свою признательность Б.Г.Лазареву и А.Г.Шепелеву за постановку задачи и поддержку в работе, А.Ф.Андрееву за полезное, доброжелательное обсуждение результатов, Г.Д.Филимонову и В.А.Шкловскому за интерес к работе.

Физико-технический институт
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
21 июня 1979 г.

Литература

[1] А.Г.Шепелев, О.П.Леденев, Г.Д.Филимонов. Письма в ЖЭТФ, **14**, 428, 1971.

[2] А.Г.Шепелев, О.П.Леденев, Г.Д.Филимонов. Сб. "Вопросы атомной науки и техники", серия Фундаментальная и прикладная сверхпроводимость, выпуск 1, стр.3, Харьков, 1973 г.

[3] А.Ф.Андреев. ЖЭТФ, **46**, 1823, 1964.

[4] А.Ф.Андреев, Ю.М.Брук. ЖЭТФ, **50**, 1420, 1966.

[5] Ю.М.Брук. ФНТ, **2**, 1130, 1976.

[6] А.Ф.Андреев. ЖЭТФ, **53**, 680, 1967.

[7] В.П.Галайко, Е.В.Безуглый. ЖЭТФ, **60**, 1471, 1971.

[8] Г.А.Гогадзе, И.О.Кулик. ЖЭТФ, **60**, 1819, 1971.

[9] А.Г.Аронов, А.С.Иоселевич. ЖЭТФ, **74**, 580, 1978.

[10] В.Л.Гуревич. ЖЭТФ, **37**, 71, 1959,

[11] А.А.Абрикосов. Введение в теорию нормальных металлов, М., изд. Наука, 1972 г.