

05.4

© 1990

ПРОИСХОЖДЕНИЕ ОСТАТОЧНОГО
ПОВЕРХНОСТНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ У ВТСП КЕРАМИК

Н.В. Ф о м и н

Теория высокотемпературной сверхпроводимости в настоящее время еще не создана. Трудности, возникающие при попытках объяснить некоторые новые свойства ВТСП материалов в рамках старой теории БКШ толкают исследователей на поиски новых моделей и механизмов. Вместе с тем есть надежда, что все странности новой сверхпроводимости со временем удастся понять и в рамках теории типа БКШ.

В этой работе мы рассмотрим один из таких „необъяснимых“ экспериментов – по наблюдению остаточного поверхностного сопротивления (т. е. при $T \rightarrow 0$) у ВТСП керамик в СВЧ диапазоне [1] и предложим его объяснение на основе традиционной теории. Парадоксальность этого эксперимента состоит в том, что согласно основному положению теории БКШ основное состояние отделено от возбужденных энергетической щелью, следовательно, при $T \rightarrow 0$ концентрация возбуждений, ответственных за диссипацию, становится экспоненциально малой, и поверхностное сопротивление тоже экспоненциально стремится к нулю.

Для объяснения парадокса обратим внимание на не учитываемые при интерпретации экспериментов типа [1] потери в исследуемой моде резонатора, связанные с диффузным рассеянием этой моды на неоднородностях вследствие хаотической ориентации анизотропных микро-гранул, составляющих керамику. Допустим, что характер отражения электромагнитной волны от монокристалла (отдельной гранулы) зависит от ориентации его оси анизотропии „С“ относительно поверхности. Тогда при отражении от поверхности керамики (поликристалла) происходит дифракционное рассеяние волн, что снижает добротность резонатора и трактуется в эксперименте как потери в сверхпроводнике. Заметим, что аналогичные потери на шероховатостях поверхностей хорошо известны и учитываются введением эффективного поверхностного импеданса рассеяния [2]. В обсуждаемом эксперименте потери на шероховатостях исключались путем тщательной полировки поверхностей.

Для количественной оценки дифракционных потерь можно ограничиться моделью, приняв, что имеются всего две равновероятные ориентации гранул с осью „С“, либо параллельной нормали к поверхности, совмещенной с осью Z декартовых координат, либо параллельной оси X . Рассмотрим отражение нормально падающей плоской волны длиной λ с электрическим полем, лежащим в плоскости XZ , от поверхности керамики. Пусть поле в зависимости от ориен-

тации гранулы проникает на глубину δ_{\parallel} или δ_{\perp} (предполагается, что и δ_{\parallel} , и δ_{\perp} много меньше размеров гранул). Для амплитуды отражения назад (отражение под другими углами вклада в резонанс не дает) из уравнений Максвелла следует выражение:

$$B = \frac{1}{2} \left\{ \frac{i\delta_{\parallel} - \lambda}{i\delta_{\parallel} + \lambda} + \frac{i\delta_{\perp} - \lambda}{i\delta_{\perp} + \lambda} \right\}, \quad \lambda \equiv \lambda / (2\pi). \quad (1)$$

Коэффициент отражения назад $|B|^2$ равен единице лишь при нуле градусов и оптической однородности, когда δ_{\parallel} и δ_{\perp} вещественны и равны. В остальных случаях он всегда меньше единицы на величину, равную потерям. В эксперименте определяют отношение поверхностных сопротивлений при $T=0$ и при $T=T_C$:

$$\frac{R_s}{R_n} = \frac{1}{\delta_n} \operatorname{Im} \left\{ \frac{1+B}{1-B} \frac{\lambda}{i} \right\} \approx \frac{\pi}{2} \frac{(\delta_{\parallel} - \delta_{\perp})^2}{\lambda \delta_n}, \quad (2)$$

где $\delta_n = [c^2 / (2\pi\omega\epsilon_n)]^{1/2}$ - нормальный скин-слой, ϵ_n - проводимость при $T=T_C$. Для $\delta_{\parallel} = 10^{-4}$ см, $\lambda = 10^{-1}$ см и $\epsilon_n = 100$ сим/см это отношение порядка 10^{-3} , что является неплохим приближением для экспериментально полученных результатов $10^{-2} - 10^{-3}$.

Теперь остановимся на происхождении анизотропии оптических свойств высокотемпературных сверхпроводящих монокристаллов. По-видимому, основную роль здесь играет взаимодействие электронов, составляющих куперовские пары, с анизотропным кристаллическим полем. Его можно учесть, обобщив уравнения Лондонов на случай тензорной эффективной массы электрона:

$$\sum_j \frac{m_{ij}}{n_s e^2} \frac{dJ_j}{dt} = E_i. \quad (3)$$

В рассматриваемой нами простой симметричной ситуации приходим к лондоновским выражениям для глубин проникновения:

$$\delta_{\parallel} = \left[\frac{m_{\parallel} c^2}{4\pi n_s e^2} \right]^{1/2}, \quad \delta_{\perp} = \left[\frac{m_{\perp} c^2}{4\pi n_s e^2} \right]^{1/2}. \quad (4)$$

Итак, мы показали, что наблюдаемое остаточное поверхностное сопротивление (т. е. при $T \rightarrow 0$) ВТСП керамик можно объяснить потерями, вызванными рассеянием моды резонатора на неоднородностях, порожденных хаотической ориентацией анизотропных гранул, составляющих керамику.

- [1] Awasti A., Carini J., Alavi B., Griner G. - Sol. St. Comman. 1988. V. 67. N 4. P. 373.
 [2] Менде Ф.Ф., Спицын А.И. Поверхностный импеданс сверхпроводников, Киев.: Наук. думка, 1985. 239 с.

Физико-технический институт
 им. А.Ф. Иоффе АН СССР,
 Ленинград

Поступило в Редакцию
 12 августа 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 1

12 января 1990 г.

01; 09

© 1990

НОВЫЙ МЕХАНИЗМ МНОГОЛУЧЕВОГО ОТРАЖЕНИЯ (ПРЕЛОМЛЕНИЯ) СПИНОВЫХ ВОЛН

С.В. Т а р а с е н к о

Как известно, последовательное изучение условий отражения и преломления спиновых волн (СВ) на границе реального магнетика невозможно без учета взаимодействия магнитных и упругих колебаний. Однако до сих пор вне условий магнитоакустического резонанса (МАР) влиянием магнитоупругого взаимодействия на характер отражения (преломления) СВ на границе магнетика пренебрегалось.

В предлагаемом сообщении впервые найдены условия формирования в магнетике нового механизма отражения (преломления) СВ - магнитоупругого. Вследствие возможности обменного усиления магнитоупругих эффектов в многоподрешеточных магнетиках [1], в качестве примера рассмотрим легкоплоскостной антиферромагнетик (ЛП АФМ) с легкой плоскостью XU . Соответствующий термодинамический потенциал для спин-системы ЛП АФМ представлен в [1], а магнитоупругие и упругие свойства для простоты будем считать изотропными. Совместный анализ уравнений Ландау-Лифшица и эластодинамики [2] показывает, что основным условием формирования в магнетике магнитоупругого механизма отражения (преломления) СВ с частотой ω_m и волновым вектором \vec{k} является выполнение критерия эластостатичности магнитных колебаний:

$$\omega_m^2(\vec{k}) \ll s^2 |\vec{k}|^2, \quad (1)$$

где s - минимальная фазовая скорость распространения упругих волн в неограниченном магнетике. В рассматриваемом случае ЛП АФМ соотношению (1) удовлетворяет только низкочастотная ветвь спектра спиновых волн ЛП АФМ [1, 3] при $k^2 \gg k_{mph}^2$ и $s > c$ (c -