

## НАБЛЮДЕНИЕ СПИН-ВОЛНОВОГО РЕЗОНАНСА В СВЕРХПРОВОДНИКЕ С ПАРАМАГНИТНЫМИ ПРИМЕСЯМИ

Ю.В.Горюнов, Г.Г.Халиуллин, И.А.Гарифуллин

Обнаружено аномальное искажение формы линии ЭПР в тонких пленках  $\text{La}_{1-x}\text{Er}_x$  с переходом в сверхпроводящее состояние. Эффект объясняется возникновением коллективных спин-волновых возбуждений парамагнитных примесей в магнитном поле.

1. Радиус РККИ-взаимодействия между магнитными примесями при переходе образца в сверхпроводящее состояние становится аномально большим, порядка длины когерентности  $\xi$ <sup>1,2</sup>. В связи с этим можно ожидать, что во внешнем магнитном поле длинноволновые возбуждения магнитных примесей имеют не диффузионный, а спин-волновой характер<sup>3</sup>, аналогичный характеру возбуждений в парамагнитной ферми-жидкости в магнитном поле<sup>4</sup> или в системе ядерных спинов с сул-накамуровским взаимодействием<sup>5</sup>. В настоящей работе проведены исследования ЭПР тонких сверхпроводящих пленок  $\text{La}_{1-x}\text{Er}_x$  с целью обнаружения спин-волновых колебаний магнитных примесей.

2. Пленки  $\text{La}_{1-x}\text{Er}_x$  с  $x = 0,008 - 0,016$  и толщиной  $L = 3000 - 5000 \text{ \AA}$  готовились отдельным термическим испарением компонентов из танталовых тиглей в вакууме  $5 \cdot 10^{-7}$  торр. Измерения ЭПР проводились на частоте 9,41 ГГц при температурах 1,5 – 15 К. На тех же образцах были проведены измерения критических полей  $H_{c2}$  и кривых намагничивания.

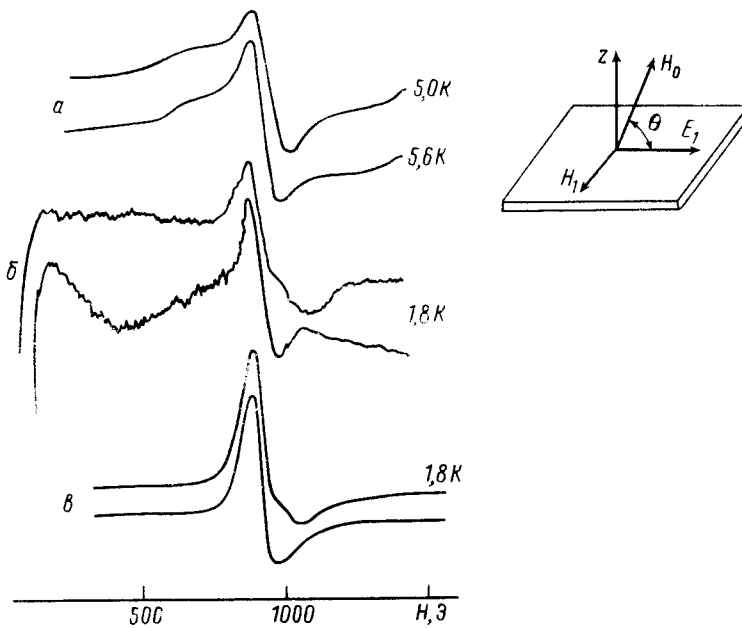


Рис. 1. Спектры ЭПР ионов  $\text{Er}^{3+}$  в пленочных образцах  $\text{La}_{1-x}\text{Er}_x$  с  $x = 0,016$  и  $L = 4800 \text{ \AA}$  в нормальном (а) и сверхпроводящем (б) состояниях, в – расчетные спектры. В каждой паре верхние спектры относятся к параллельной ориентации плоскости образца относительно постоянного магнитного поля, а нижние – к перпендикулярной

В нормальном состоянии наблюдалась линия ЭПР ионов  $\text{Er}^{3+}$  с  $g$ -фактором  $\sim 6.8$ . При изменении угла между плоскостью образца и направлением постоянного магнитного поля положение и форма линии ЭПР практически не изменялись (рис. 1, а). С переходом образцов в сверхпроводящее состояние "нулевая линия", отражающая зависимость нерезонансной части поверхностного импеданса от магнитного поля, вела себя немонотонным образом, а уровень шумов резко возрастал, как это обычно наблюдается и в массивных сверхпроводниках (рис. 1, б).

Наиболее интересным представляется поведение формы линии сигнала поглощения в сверхпроводящем состоянии. В случае, когда магнитное поле перпендикулярно поверхности пленки, для всех исследованных образцов ширина и форма линии ЭПР практически не зависели от температуры, как и в массивных образцах  $\text{La}_{1-x}\text{Er}_x$ . В продольном же магнитном поле с

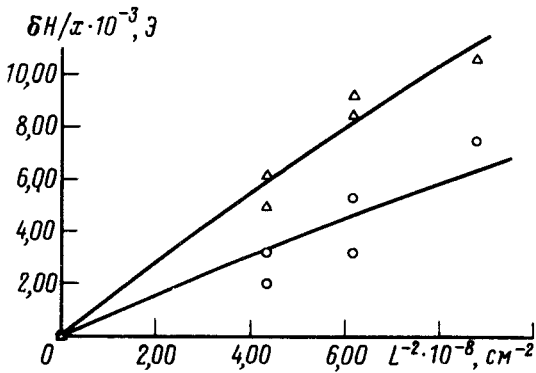


Рис. 2. Зависимость сдвига сателлитной линии от толщины образца ( $\Delta$  -  $T = 1,8$  К,  $\circ$  -  $T = 2,5$  К). Сплошные линии - результат подгонки к выражению (1)

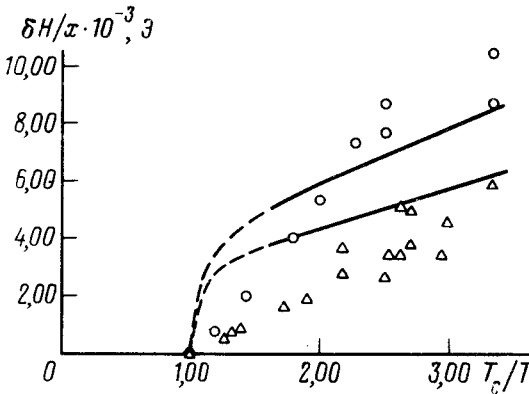


Рис. 3. Температурные зависимости сдвига сателлитной линии ( $\circ$  -  $L = 4030$  А,  $\Delta$  -  $L = 4800$  А). Линии - результат расчета

понижением температуры в сверхпроводящем состоянии происходило резкое искажение формы резонансного сигнала (см. рис. 1, б) таким образом, что он начинал напоминать спектр, являющийся суперпозицией двух линий: основной с неизменным значением резонансного поля  $H_0$  и более широкой дополнительной линии с резонансом при  $H'_0 > H_0$ . Анализ показал, что сдвиг  $\delta H = H'_0 - H_0$  зависит от состава (как  $\delta H \sim x$ ), толщины пленки (рис. 2) и температуры (рис. 3), а ширина дополнительной линии увеличивается с увеличением сдвига.

3. Маловероятно, чтобы обнаруженное нестандартное поведение спектров ЭПР в пленках лантана было обусловлено иным, нежели в массивном образце, распределением магнитного поля в вихревой решетке. Во-первых, величины амплитуды вариации магнитного поля внутри пленок  $A = (H_{max} - H_{min})/2$  и лондоновской глубины проникновения  $\lambda$ , оцененные нами из измерений критических полей и диамагнитного момента пленок, оказались порядка 50 Э

и 800 Å, соответственно. Эти величины существенно не отличаются от таковых в массивных образцах  $\text{La}_{1-x}\text{Er}_x$ <sup>2</sup>. Во-вторых, в работе<sup>2</sup> было показано, что неоднородности магнитного поля в вихревой решетке приводят к неоднородному уширению резонансной линии, но не искажают заметным образом ее форму  $dP(H)/dH$  в противоположность тому, что наблюдается в данном эксперименте.

4. Мы полагаем, что искажение формы сигнала на высокополевом крыле есть результат дополнительного поглощения СВЧ-энергии неоднородными спин-волновыми колебаниями примесных магнитных моментов, как это было предсказано в работе<sup>3</sup>. В нормальной фазе спиновые возбуждения примесей имеют, как обычно, диффузионный характер. Однако в сверхпроводящем состоянии число спинов  $N \approx x\xi^3/V_0$ , попадающих в область взаимодействия РККИ, аномально велико даже при малых концентрациях примеси эрбия, поскольку в лантане длина когерентности  $\xi \approx 200 \text{ Å}$  ( $V_0$  – объем, приходящийся на один атом). Если при этом величина магнитного поля такова, что  $\langle S_Z \rangle \sqrt{N} \gg 1$ , то длинноволновая динамика спинов имеет магнетонный характер, так как флуктуационные поправки к энергии возбуждений и к затуханию магновов при  $q < \xi^{-1}$  малы в меру  $1/\langle S_Z \rangle \sqrt{N}$ . Резонансное поле  $H_n$  для возбуждения с волновым вектором  $q_n = 2\pi n/L$  может быть представлено как<sup>3</sup>

$$H_n = H_0 + H_0 \frac{|\theta(x)| \delta\chi(T)}{T} \frac{(\xi q_n)^2}{[1 + (\xi q_n)^2]}, \quad (1)$$

где величина  $\theta(x) \sim x$  и имеет порядок парамагнитной температуры Кюри, а  $\delta\chi(T) = (\chi_p - \chi_s)/\chi_p \ll 1$  характеризует уменьшение статической спиновой восприимчивости  $\chi_s$  электронов проводимости в синглетном БКШ-состоянии по сравнению с паулиевской  $\chi_p$ .

5. Интенсивность спутанных линий с  $q_n \neq 0$  определяется степенью неоднородности СВЧ-поля  $H_1(z)$  в пленке. При симметричном двустороннем возбуждении

$$H_1(z) = H_1 \frac{\text{ch}(kz)}{\text{ch}(kL/2)}, \quad k^2 = i \frac{4\pi\omega}{c^2} \sigma(\omega), \quad (2)$$

где  $H_1$  – амплитуда падающей волны, а  $\sigma(\omega)$  – комплексная проводимость при резонансной частоте. Нетрудно показать, что относительная интенсивность поглощения спиновой волной с  $q = q_n$  равна:

$$\frac{P_n}{P_0} = \frac{2}{[1 + (q/|k|)^2]^2}, \quad n = 1, 2, \dots \quad (3)$$

Известно, что в сверхпроводниках второго рода с вихревой решеткой проводимость  $\sigma(\omega)$  является анизотропной величиной, сильно зависящей от взаимного направления постоянно-го магнитного поля  $\mathbf{H}$  и электрической компоненты  $\mathbf{E}_1$  СВЧ-поля в образце, что связано с модуляцией параметра порядка  $\Delta$  микроволновым полем<sup>6</sup>. Так, если  $\mathbf{E}_1 \parallel \mathbf{H}$  (в нашем случае это соответствует ориентации  $\mathbf{H}$  вдоль пленки (см. вставку на рис. 1)), то при малых частотах  $\omega \ll \Delta$  проводимость, в основном, определяется мнимой частью  $\sigma(\omega) \sim -i\pi\sigma_n \Delta/\omega$  и  $k^2 \approx 1/\lambda^2$ . В этом случае эффективная глубина скин-слоя  $\delta_{\parallel} \sim \lambda$  мала по сравнению с  $L$ , и интенсивность первой спин-волновой спутанной линии сравнима с интенсивностью основной линии поглощения. Если же постоянное поле перпендикулярно пленке, то  $\mathbf{E}_1 \perp \mathbf{H}$ , и проводимость  $\sigma(\omega)$  мала:  $\sigma(\omega) \approx \sigma_n H_{c2}^{\perp}/H_0$ <sup>7</sup>, где  $\sigma_n$  – проводимость нормального металла. В этом случае эффективная глубина проникновения СВЧ-поля  $\delta_{\perp} \approx \delta_{\parallel} (\pi\Delta H_0/\omega H_{c2}^{\perp})^{1/2} \sim 2\delta_{\parallel}$  боль-

ше и спиновые волны практически не возбуждаются.

6. Расчеты спектров, проведенные с помощью выражений (1) и (3), показали качественное согласие с данными по ЭПР для пленок различной толщины по характеру изменений формы линии при понижении температуры и вращении образца. При этом оказалось, что учет второго и последующих сателлитов не изменяет существенно расчетный спектр, а лишь сглаживает дополнительную линию, приближая вид спектра к наблюдаемому. На рис. 1, в представлен пример расчета спектра с учетом пяти сателлитов для образца с  $L = 4800 \text{ \AA}$ ,  $x = 0,016$  и  $T_c = 5 \text{ К}$  при значениях  $\delta_{\parallel} = 600 \text{ \AA}$ ,  $\delta_{\perp} = 1200 \text{ \AA}$ . Если иметь в виду, что экспериментальный спектр наложен на немонотонную "нулевую" линию, то его поведение хорошо описывается теоретическим спектром. Наилучшего описания экспериментальных данных по зависимости сдвига первого сателлита  $\delta H$  от толщины образца с помощью выражения (1) (см. рис. 2) удалось добиться при  $\theta(x) = 110x$  (К), что в сравнении с известной величиной  $\theta = 41 \text{ К}$  для чистого эрбия кажется вполне разумным. Коэффициент спиновой жесткости  $D = g\beta H_0 (|\theta| \delta\chi(T)/T) \xi^2 / \hbar \approx 0,1 \text{ см}^2/\text{с}$  при  $T = 2 \text{ К}$ ,  $x = 0,01$ . Что же касается расхождения теоретических и экспериментально измеренных зависимостей  $\delta H$  от температуры (см. рис. 3), то оно, по-видимому, обусловлено использованием зависимости  $\delta\chi(T)$  для чистого сверхпроводника.

7. Таким образом, в работе экспериментально показано наличие слабозатухающих спиновых волн в системе парамагнитных примесей в сверхпроводнике во внешнем магнитном поле, что является прямым подтверждением сильно нелокального РККИ-взаимодействия в БКШ-сверхпроводнике.

#### Литература

1. *Anderson P.W., Suhl H.* Phys. Rev., 1959, 116, 898.
2. *Алексеевский Н.Е., Гарифуллин И.А., Кочелав Б.И., Харахашьян Э.Г.* ЖЭТФ, 1977, 72, 1523.
3. *Khalullin G.G., Kochelaev B.I.* Phys. Lett., 1984, 106A, 318.
4. *Schultz S., Dunifer G.* Phys. Rev. Lett., 1967, 18, 283.
5. *De Gennes P.G., Pinkus P.A., Hurlmann-Boutron F., Vinter M.* Phys. Rev., 1963, 129, 1105.
6. *Caroli S., Maki K.* Phys. Rev., 1967, 159, 306.
7. *Линтон Э.* Сверхпроводимость. М.: Мир, 1971, 262.

Казанский  
физико-технический институт

Поступила в редакцию  
14 июня 1990 г.