

ТРЕХМЕРИЗАЦИЯ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ La_2CuO_4 ВБЛИЗИ ПРИМЕСИ ЗАМЕЩЕНИЯ

В. Д. Дорошев, В. Н. Криворучко, А. А. Шестаков

В настоящее время достаточно надежно установлено, что родоначальник семейства высокотемпературных сверхпроводников La_2CuO_4 — слоистый антиферромагнетик с сильным внутрислоевым и слабым межслоевым обменным взаимодействием. Температура Нееля 3D упорядочения является высокой (≈ 300 К), но достаточно быстро убывает по мере введения примесей. Так, в $\text{La}_{2-x}(\text{Sr}, \text{Ba})_x\text{CuO}_4$, температура Нееля обращается в нуль уже при концентрациях $x \approx \approx 0.02$. Заметим, что металлические свойства появляются при больших значениях x ($x > 0.05$) (см., например, [1]). Замещение иона Cu^{2+} также влияет на магнитные и проводящие свойства данного соединения (см., например, [2] и приведенные там ссылки). Естественно ожидать отличия обменного взаимодействия спинов примеси и меди от обменного взаимодействия между спинами меди.

Одним из методов изучения взаимодействия примесного спина с матрицей является сравнение данных по температурной зависимости подрешеточных намагниченностей, полученных методом мессбауэровской спектроскопии, где фактически определяется намагниченность иона Fe^{3+} , замещающего ион Cu^{2+} , и методом ядерного квадрупольного резонанса (ЯКР) (см., например, [3, 4]). Отметим, что эксперименты по мессбауэровской спектроскопии указывают, что в матрице La_2CuO_4 ионы Fe^{3+} замещают ионы Cu^{2+} и находятся в высокоспиновом ($S = 5/2$) трехвалентном состоянии. Взаимодействие примесного спина со спинами матрицы является антиферромагнитным, причем локальная «легкая ось» примеси совпадает с локальной «легкой осью» спина матрицы.

Сравнение экспериментальных данных для температурной зависимости подрешеточной намагниченности $M(T)$, полученных в [3] методом Мессбауэра на примесных ядрах Fe^{3+} и в [4] методом ЯКР для беспримесного образца, показывает, что кривая $M(T)$, отвечающая мессбауэровской методике, лежит заметно ($\sim 11\%$) ниже кривой, полученной методом ЯКР (рис. 1). Из этого обстоятельства можно сделать качественный вывод, что в $\text{La}_2\text{Cu}_{1-x}\text{Fe}_x\text{O}_4$ обмен $\text{Fe}-\text{Cu}$ слабее обмена $\text{Cu}-\text{Cu}$ [4]. Аналогичные результаты получены и для $\text{RBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{Fe}_x\text{O}_z$ [5].

В случае $\text{La}_2\text{Cu}_{1-x}\text{Fe}_x\text{O}_4$, по нашему мнению, влияние примеси не исчерпывается изменением величин магнитных взаимодействий. Специфика магнитной структуры La_2CuO_4 состоит в том, что для каждого спина Cu^{2+} существует равное количество параллельных и антипараллельных ближайших соседей из соседних слоев. В отсутствие ромбических искажений это приводит к полной компенсации межслоевого обменного взаимодействия. При замещении, например, иона Cu^{2+} на Fe^{3+} из-за различия в величине межслоевых взаимодействий $I(\text{Cu}-\text{Cu})$ и $I(\text{Cu}-\text{Fe})$, а также в величине спинов суммарное обменное поле, действующее на ближайших к атому примеси соседей из смежных слоев (S_{21} и S_{22}), будет отлично от нуля (рис. 2). Иными словами, магнитное упорядочение вблизи примеси определяется не только внутрислоевым, но и нескомпенсированным межслоевым обменными взаимодействиями. Таким образом, исходная квазидвумерная магнитная структура La_2CuO_4 вблизи примеси трехмеризуется.

Можно ожидать, в частности, что температурная зависимость намагниченности ионов меди вблизи примеси отличается от температурной зависимости ионов меди в матрице. Оценку этого различия выполним в приближении молекулярного поля.

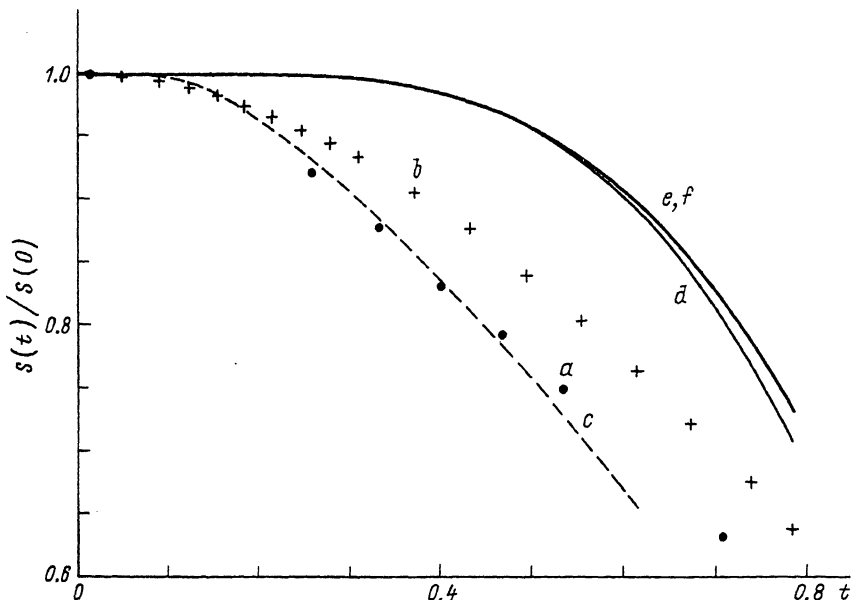


Рис. 1. Экспериментальные данные, полученные методами мессбауэровской спектроскопии (а) [3] и ЯКР (b) [4]. Результаты численного анализа системы (1) для σ_f (c), σ_1 (d), σ_{21} и σ_{22} (e и f), полученные при $\lambda = 0.26$, $\alpha = \beta = 0.1$.

Предполагая, что наличие примесного спина не влияет на спины матрицы из третьей и далее координационных сфер, можно составить следующую систему уравнений молекулярного поля для кластера, изображенного на рис. 2:

$$\sigma_f = B_{5/2} [(2\lambda\sigma_1 - 2\lambda\beta(\sigma_{22} - \sigma_{21}))/t],$$

$$\sigma_1 = B_{1/2} \left[\left(\frac{3}{2}\sigma_0 + \frac{5}{2}\lambda\sigma_f + \alpha(\sigma_{22} - \sigma_{21}) \right) / t \right],$$

$$\sigma_{21} = B_{1/2} \left[\left(\sigma_0 + \sigma_{22} + \frac{1}{2}\alpha\sigma_0 + \frac{5}{2}\lambda\beta\sigma_f - \alpha\sigma_1 \right) / t \right],$$

$$\sigma_{22} = B_{1/2} \left[\left(\sigma_0 + \sigma_{21} + \frac{1}{2}\alpha\sigma_0 - \frac{5}{2}\lambda\beta\sigma_f + \alpha\sigma_1 \right) / t \right].$$

Здесь B_S — функция Бриллюэна для спина S ; $\sigma_n \equiv S_n(t)/S_n(0)$ — относительная намагниченность примеси (σ_f) и ионов меди из первой (σ_1), второй (σ_{21} и σ_{22}) и следующих (σ_0) координационных сфер; $t = T/T_N$, где T_N — температура Нееля в приближении молекулярного поля; $\lambda = J(\text{Cu—Fe})/J(\text{Cu—Cu})$ — отношение внутрислоевых обменов; $\alpha = I(\text{Cu—Cu})/J(\text{Cu—Cu})$ и $\beta = I\beta = (\text{Cu—Fe})/J(\text{Cu—Fe})$ — отношение межслоевых обменов к внутрислоевым.

Результаты численного анализа системы (1), где в качестве $\sigma_0(t)$ использовались экспериментальные данные, полученные методом ЯКР [4], приведены на рис. 1 (кривые c—f). Наилучшее согласие экспериментальных данных для примесного спина (Fe^{3+}), взятых из работы [3], и теоретических результатов достигается при $\lambda = 0.26$. При этом мы полагаем $\alpha = \beta = 0.1$. Отметим, что данное значение λ совпадает со значением аналогичного параметра, найденного для $\text{RBa}_2\text{CuO}_3\text{O}_z$ [5]. Как видно из системы (1), более точное определение параметров α и β

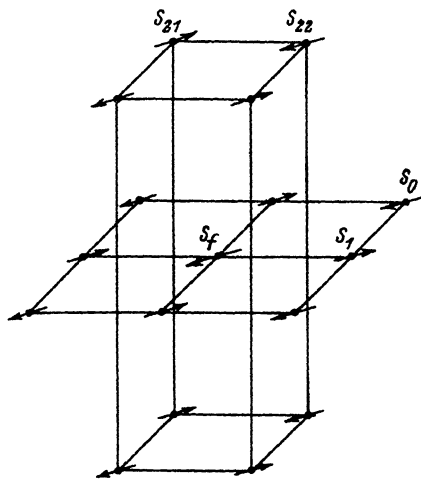


Рис. 2. Магнитная структура упорядоченной фазы La_2CuO_4 .

требует дополнительных экспериментальных данных для $\sigma_{21}(t)$ и $\sigma_{22}(t)$. Поведение $\sigma_1(t)$, $\sigma_{21}(t)$ и $\sigma_{22}(t)$ (рис. 1, кривые $d-f$) сильно отличается от квазидвумерного поведения намагниченности матрицы и близко к бриллюэновскому виду.

Таким образом, следует ожидать, что в рассматриваемом слоистом антиферромагнетике исходный магнитный порядок вблизи примеси трехмеризуется. На наш взгляд, значительный интерес представляет экспериментальное исследование такого «примесного» трехмерного магнитного упорядочения.

Авторы выражают благодарность А. А. Степанову за полезное обсуждение вопросов, затронутых в данной работе.

Список литературы

- [1] Физические свойства высокотемпературных сверхпроводников / Под ред. Д. М. Гинзберга. М.: Мир, 1990. 543 с.
- [2] Xiao G., Cieplak M., Xiao J., Chien C. // Phys. Rev. B. 1990. V. 42. N 13. P. 8752—8755.
- [3] Tang H., Xiao G., Singh A., Tسانovic Z., Cien C. L., Walker J. C. // J. Appl. Phys. 1990. V. 67. N 9. P. 4518—4520.
- [4] Дорошев В. Д., Криворучко В. Н., Савоста М. М., Шестаков А. А., Яблонский Д. А. // ЖЭТФ. 1992. Т. 101. № 1. С. 190—202.
- [5] Nowik I., Kaindl G., Bauminger E. R., Felner I., Kowitt M., Yaron U. // Solid State Commun. 1990. V. 74. P. 957—958.

Донецкий физико-технический институт
АН Украины

Поступило в Редакцию
18 сентября 1992 г.

УДК 621.375.82

© Физика твердого тела, том 35, № 3, 1993
Solid State Physics, vol. 35, N 3, 1993

АНОМАЛИИ ФОТОЭДС В ОБЛАСТИ ФЕРРОМАГНИТНОГО УПОРЯДОЧЕНИЯ В HgCr_2Se_4

Р. Ю. Адушнаева, И. К. Больных, Г. Н. Север,
С. В. Наумов, А. А. Самохвалов

В ферромагнитном полупроводнике HgCr_2Se_4 ($T_c \sim 108$ К) обменное взаимодействие между локализованными $3d$ -электронами, ответственными за магнетизм, и свободными носителями заряда оказывает сильное влияние на кинетические эффекты — электропроводность, эффект Холла и др. Механизм этого взаимодействия в магнитных полупроводниках еще не совсем ясен. Большую дополнительную информацию могут дать исследования фотопроводимости (ФП) и фотоэдс (ФЭДС). Об обнаружении ФП в этом соединении сообщалось в [1—3]. В [3] изучалось влияние магнитного упорядочения на ФП