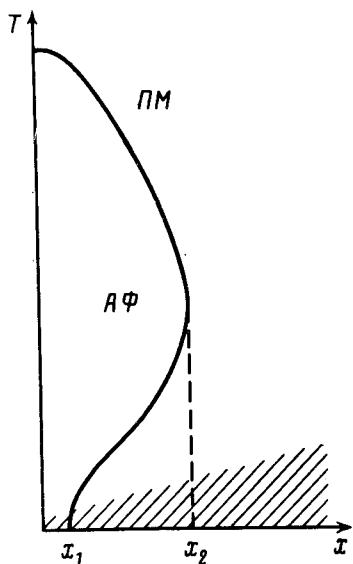


МАГНИТНАЯ СТРУКТУРА СЛАБОЛЕГИРОВАННЫХ КУПРАТОВ

Л.И.Глазман, А.С.Иоселевич

Изучено влияние примесных магнитных состояний на дальний порядок в слоистом антиферромагнетике (АФ) и построена магнитная фазовая диаграмма слаболегированного $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$. Слоистость и дальное действие приводят к сужению области АФ и возвратному типу АФ перехода.

Антиферромагнетизм ВТСП связан с косвенным обменом между локализованными спинами Cu . Анизотропия этих соединений приводит к сильному различию обменного взаимодействия J в CuO_2 -плоскостях и J' – между плоскостями ($J' \ll J$)¹. Легирование создает дырки в P -оболочках ионов O из CuO_2 -плоскостей². В области низких температур T эти дырки связаны с акцепторами, если концентрация x последних мала. Об этом свидетельствует моттовский характер проводимости³. Локализованные дырки создают магнитные дефекты в АФ⁴. Удивительно, однако, что АФ в $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ разрушается при ничтожных концентрациях ($x_2 \approx 0,02$)¹ таких дефектов. В настоящей работе мы связываем этот факт с дальнедействующим характером вызванных акцепторами магнитных возмущений и сильной анизотропией. Гораздо более слабое влияние легирования на АФ в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ ($x_2 \approx 0,4$) связано, возможно, с другой симметрией дефектов, запрещающей дальнее действие.



Магнитная фазовая диаграмма слаболегированного слоистого АФ. ПМ – парамагнитная фаза, Штриховкой показана возможная область спинового стекла

Дырка навязывает "дефектный" магнитный порядок, отличный от АФ, в области размером D вблизи акцептора. Этот порядок исследован нами в⁵. Взаимодействие периферии дефектной области с АФ приводит (если это не запрещено симметрией⁵) к медленно убывающему возмущению в АФ матрице. Такие возмущения впервые отметил Виллэн⁶, а в связи с ВТСП Аарони и др.⁴. Дальнее действие и малый параметр J'/J позволят нам найти границу области трехмерного АФ на фазовой диаграмме $T - x$ (рисунок). Примеси начинают влиять на магнитный порядок при $x > x_1 \sim J'/J$. АФ упорядочение не реализуется вообще ни при каких T , если $x > x_2 \sim [D^2 \ln(J/J')]^{-1}$. Благодаря множителю $\ln^{-1}(J/J')$ значение x_2 лежит ниже порога протекания $x_c \sim D^{-2}$ по дефектным областям, т. е. магнитный переход – не перколяционный. В параметрически широкой области $x_1 < x < x_2$ возникает возвратный переход, его причина состоит в усилении корреляции между примесными моментами при понижении T .

Дефектная область обладает конечным спином M , который (также, как и D) может быть найден из микроскопического расчета структуры дефектного состояния ⁵. Минимуму энергии взаимодействия дефекта и матрицы отвечает направление $m = M/M$ примесного спина, перпендикулярное единичному вектору антиферромагнетизма $n(r)$ при $r \rightarrow \infty$ ⁶. Асимптотика возмущения n при больших r — дипольная:

$$\delta n = (\mu/2\pi) m(e_r)/r^2, \quad (1)$$

где e — единичный вектор, параллельный одной из тетрагональных осей (a или b) в CuO_2 -плоскости. Четыре возможных направления e связаны с четырьмя возможными положениями дефекта относительно подрешеток АФ. Асимптотика (1) и случайный характер e универсальны и не зависят от вида микроскопического гамильтониана. Характеристика дефекта μ определяется его конкретной структурой, в простейшем случае расчет ⁵ дает $\mu \approx 6D$.

В чисто двумерном АФ сколь угодно малая концентрация дипольных дефектов разрушает ⁶ дальний порядок даже при $T=0$. Поэтому в квазидвумерном АФ дальний порядок исчезает уже при малой (в меру малости J'/J) концентрации примесей. Температура Нееля T_N установления трехмерного АФ порядка находится ⁷ из условия $T_N \sim J' \xi^2 (T_N, x)$. Корреляционный радиус ξ для двумерного АФ зависит от T экспоненциально. Поэтому, имея в виду вычисление T_N в главном по $\ln(J/J')$ приближении, последнее условие мы запишем в виде:

$$\xi(T_N, x) = \xi_0 \equiv (J/J')^{1/2}. \quad (2)$$

Обрезание медленной зависимости (1) за счет межслоевого обмена происходит при $r \gtrsim \xi_0$ и не влияет на $\xi(T, x)$. В интересующей нас области концентраций среднее расстояние между акцепторами $x^{-1/2} \gg D$; дефектную область можно заменить точкой и характеризовать векторами e и m . В результате радиус корреляции ξ поля $n(r)$ определяется термодинамикой $2D$ -системы с гамильтонианом:

$$H = (\rho/2) \int d^2 r (\vec{\nabla} n)^2 + \rho \mu \sum_i (\mathbf{e}_i \vec{\nabla})(n(\mathbf{r}_i) \mathbf{m}_i), \quad (3)$$

где $\rho \sim J$ — спиновая жесткость, $n(r)$ и m_i — динамические переменные ($|n| = 1, |m| = 1$), а случайность расположения примесей \mathbf{r}_i и векторов \mathbf{e}_i определяет статический беспорядок. Моменты m_i образуют случайный планарный магнетик с характерной энергией диполь-дипольного взаимодействия $U = \rho \mu^2 x/4$. Спин-стеклового упорядочения в таком $2D$ -магнетике видимо не возникает ⁸ и соответствующий корреляционный радиус ξ конечен при всех $T \neq 0$, т. е. корреляции между спинами далеких примесей отсутствуют. Тем не менее, флуктуации n определяются именно далекими примесями, т. к. возмущения (1) убывают медленно.

Найдем эффективный гамильтониан длинноволновых флуктуаций n (именно они определяют ξ). Для этого сначала выполним интегрирование по "быстрым" компонентам $n(r)$ с масштабом $r > L$, где $\xi \ll L \ll \xi$. Такая перенормировка генерирует дополнительное слагаемое к (3): $H \rightarrow H + \mathcal{H}\{m\}$. Это слагаемое благодаря условию $L \gg \xi \gg x^{-1/2}$ не зависит от L и совпадает с гамильтонианом диполь-дипольного взаимодействия:

$$\mathcal{H}\{m\} = (\rho \mu^2 / 2) \sum_{i \neq j} (m_i m_j) \{(\mathbf{e}_i \mathbf{e}_j) - 2(\mathbf{e}_i \mathbf{r}_{ij})(\mathbf{e}_j \mathbf{r}_{ij})/r_{ij}^2\} r_{ij}^{-2}. \quad (4)$$

Перенормировки констант ρ и μ малы благодаря условию $\ln L \ll \ln \xi$.

Следующий шаг состоит в интегрировании по m_i . Поскольку теперь $n(r)$ содержит только длинноволновые компоненты, величина $\vec{\nabla} n$ мала и медленно меняется в пространстве.

В наинизшем по $\vec{\nabla}n$ приближении интегрирование по m_i приводит к независимой от $\vec{\nabla}n$ константе — свободной энергии системы с гамильтонианом (4). Следующее приближение отвечает линейному отклику этой системы на слабое квазиоднородное поле $\vec{\nabla}n$ и приводит к слагаемому $(-\tilde{\chi}/2) \int d^2r (\vec{\nabla}n)^2$ в эффективном гамильтониане. Обобщенная восприимчивость:

$$\tilde{\chi} = \rho(\rho\mu^2/4TV) \sum_{i,j} \langle (e_i e_j) \langle (m_i m_j) \rangle_T \rangle_c, \quad (5)$$

где V — объем системы, $\langle \dots \rangle_T$ — обозначает термодинамическое, $\langle \dots \rangle_c$ — конфигурационное среднее. На масштабах $L \gg \xi$ мы пренебрегли пространственной дисперсией $\tilde{\chi}$. Отсутствие выделенных направлений в спиновом и реальном пространствах обеспечивает скалярность $\tilde{\chi}$. Как следует из (4) и (5) $\tilde{\chi}$ зависит от x и T только через отношение $T/U = 4T/\rho\mu^2 x$; $\tilde{\chi} = \rho f(4T/\rho\mu^2 x)$, где f — безразмерная функция. Таким образом, эффективный гамильтониан длинноволновой части поля n имеет вид:

$$H_{eff} = (\rho_{eff}(4T/\rho\mu^2 x)/2) \int d^2r (\vec{\nabla}n)^2, \quad \rho_{eff}(z) = \rho(1 - f(z)). \quad (6)$$

Для гамильтониана $2D$ - n -поля корреляционный радиус $\xi \propto \exp\{2\rho_{eff}/T\}$. Подставляя это выражение в (2), получим уравнение, определяющее зависимость $T_N(x)$:

$$f(\tau/y) = 1 - \tau, \quad (7)$$

где $y = x/x_0$, $\tau = T_N/T_N(0)$ — приведенные концентрация и температура АФ перехода, $T_N(0) = 2\pi\rho/\ln\xi_0$, $x_0 = 8\pi/\mu^2 \ln\xi_0$. При малых концентрациях $x \ll x_0$ для $\tilde{\chi}$ можно воспользоваться высокотемпературным разложением. В главном порядке существенны лишь члены с $i = j$ в (5) и $f(z) \approx 1/z$. Из (7) следует:

$$T_N(x)/T_N(0) = 1 - (x/x_0) - (x/x_0)^2 \dots \quad (8)$$

Слагаемое $\sim x^2$ в (8) не является превышением точности, т. к. члены $\propto z^{-2}$ в разложении $f(z)$ обращаются в ноль.

Обсудим качественный вид магнитной фазовой диаграммы. Он определяется поведением $\tilde{\chi}(T)$ при $T \sim U$. Как было сказано выше, система примесных спинов в этой области температур остается парамагнитной, поэтому обычная восприимчивость $\chi(T)$ монотонно растет при понижении T , не выходя на насыщение. Она отличается от $\tilde{\chi}$ (см. 6) отсутствием множителя $(e_i e_j)/2$. Можно ожидать, однако, что в парамагнитной фазе зависимости $\chi(T)$ и $\tilde{\chi}(T)$ качественно подобны, и для последней также характерен неограниченный рост. Как следует из (7), такое поведение $\tilde{\chi}(T)$ неизбежно приводит к возвратному переходу из АФ состояния. Легко видеть, что для такого перехода достаточно даже более слабого условия: функция $f(z)$, возрастая, должна достигать значения $f = 1$.

Физически возвратный переход связан с тем, что корреляция возмущений (1) растет с понижением T . Такая корреляция существует только при сильном неравенстве: $x^{-1/2} \ll \xi$. Это неравенство нарушается, когда $x \sim x_1$. Если $x < x_1$, то примеси, очевидно, не могут разрушить трехмерный АФ порядок при низких T и возвратного перехода нет.

Оценим величину x_2 , аппроксимируя $\tilde{\chi}(T)$ зависимостью Кюри—Вейсса: $f(z) = 1/z$. В результате из (7) получим: $T_N(x)/T_N(0) = (1/2)(1 \pm \sqrt{1 - 4x/x_0})$, т. е. $x_2 = x_0/4$. Подставляя экспериментальные значения $T_N(0) \approx 300$ К; $2\pi\rho \approx 1200$ К⁷, получим, что $x_2 = 0,02$ при $\mu \approx 10$. Приведенная выше оценка $\mu = 6D$ показывает, что реальное значение x_2 отвечает разумным размерам дефекта: $D = 1 - 2$ постоянных решетки.

Подчеркнем, что даже в условиях АФ упорядоченной матрицы примесные моменты остаются парамагнитными. Поэтому, несмотря на малую концентрацию, их вклад χ в статическую восприимчивость сравним с вкладом матрицы.

Обсудим поведение рассмотренной системы в области ниже линии возвратного перехода, т. е. при $T < U$. Хотя дальнего порядка в этих условиях нет, корреляционная длина ξ растет при понижении T . Это может привести к долговременной релаксации и сильной частотной дисперсии χ . При еще более низких T становятся существенными трехмерность системы и магнитная анизотропия. В этих условиях магнитные примеси должны перейти в состояние спинового стекла ⁸.

В заключение отметим, что прямого экспериментального наблюдения возвратного магнитного перехода в La-Sr-Cu-O в настоящее время нет. Однако в его пользу свидетельствует ряд косвенных данных (см. обзор ¹). Мы благодарны Вик. С. Доценко, М. В. Фейгельману и А. М. Финкельштейну за обсуждение.

Литература

1. *Birgeneau R.J., Shirane G.* Physical Properties of High Temperature Superconductors. Ed. D. M. Ginsberg, World Scientific Publishing, 1989.
2. *Emery V.J.* Phys. Rev. Lett., 1987, **58**, 2794.
3. *Birgeneau R.J. et al.* Phys. Rev. Lett., 1987, **59**, 1329.
4. *Aharony A. et al.* Phys. Rev. Lett., 1988, **60**, 1330.
5. *Glazman L.I., Ioselevich A.S.* Z. Phys. B, in press.
6. *Villain J.V.* Z. Phys. B, 1979, **33**, 31.
7. *Chakravarty S. et al.* Phys. Rev. Lett., 1988, **60**, 1057.
8. *Binder K., Young A.P.* Rev. Mod. Phys., 1986, **58**, 801.
9. *Polyakov A.M.* Phys. Lett., B, 1975, **59**, 79.

Институт проблем технологии микроэлектроники и
особочистых материалов

Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
23 марта 1989 г.