УДК 537.312

Коллективные электронные колебания в керамических системах

А. М. Савченко
МГУ им. Ломоносова, Москва, Россия

М. А. Савченко
Инженерная академия, Москва, Россия

Д. В. Креопалов
МГТУ им. Баумана, Москва, Россия

Получена новая мода спиновых колебаний для парамагнитной фазы соединений $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ и $YBa_2Cu_3O_{7-y}$ во внешнем магнитном поле. Эта мода по спектру аналогична геликонам в магнитоактивной плазме. Предложен метод ее экспериментального наблюдения.

Для описания механизма высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП) очень важен учет обменного взаимодействия между электронами проводимости [1—3]. Это взаимодействие приводит к возникновению таких мод в спектре спиновых возбуждений, которые существуют при $k \succ k_c = \dfrac{2\pi}{< r_c >}$, где $< r_c >$ — обменный корреляционный радиус.

В случае $k < k_c$ без магнитного поля существует только рассеянная волна, так как отсутствует дальний магнитный порядок в системе электронных спинов.

Данная работа посвящена анализу ситуации при малых k в присутствии внешнего магнитного поля.

Известно, что обменное взаимодействие между электронными спинами как для продольной, так и для поперечных спиновых волн в металлической фазе высокотемпературных проводников полностью определяет спиновую динамику в ВТСП фазе.

Таким образом, если существует обменная низкочастотная поперечная спиновая волна, то должна существовать и продольная высокочастотная спиновая волна, поскольку и то и другое описывается одной и той же системой уравнений.

Данная система уравнения может быть получена на основе эффективного гамильтониана, записанного для парамагнитной (квазиферромагнитной) степени свободы в системе электронных спинов (аналог вектора ферромагнетизма в классическом антиферромагнетике). Заметим, что в металлической и сверхпроводящей фазах ВТСП систем типа $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ и $YBa_2Cu_3O_{7-y}$ существует и антиферромагнитная квазиравновесная спиновая степень свободы (из-за наличия в этих системах упорядоченной антиферромагнитной фазы), однако в данном случае мы не будем ее рассматривать, поскольку квазиравновесный вектор антиферромагнетизма не связан с постоянным магнитным полем. Таким образом, эффективный гамильтониан, записанный для парамагнитной спиновой степени свободы, имеет следующий вид [4]:

$$H_{exch}^{eff} = \int d\vec{x}\left[\frac{\vec{m}^2}{2\chi} + \frac{1}{2k_c^2} J_0 S \vec{A}_\nu^2 - \frac{1}{2} J_0 S \vec{\Omega}^2 - \mu\left[\vec{H} + \vec{h}, \vec{m} + \vec{\Omega}\right]\right],$$

где $\vec{\Omega}$ — намагниченность, соответствующая парамагнитной спиновой степени свободы;

$\vec{m}$ — парамагнитный момент ($\vec{m} = \chi\vec{\Omega}$), неравновесная компонента которого определяется производной намагниченности по времени (импульс спиновой системы);

$\vec{A}_\nu$ — вектор производной намагниченности по координате $\left(A_\nu^k = \dfrac{\delta\Omega^\alpha}{\delta x_k}\right)$;

$\vec{H}, \vec{h}$ — постоянное и переменное внешние магнитные поля;

$$J_0 = \int dx J(x),$$

где $J(x)$ — обменный потенциал спиновой системы;

s — электронный спин;

$\vec{m} = \chi\vec{\Omega}$, χ — эффективная парамагнитная восприимчивость;

$\chi = (J_0 s)^{-1}$, $\dfrac{m^2}{2\chi}$ — кинетическая энергия спиновой системы.

Используя метод скобок Пуассона [1], можно записать уравнения движения для векторов $\vec{m}$, $\vec{A_\nu}$, $\vec{\Omega}$, которые будут иметь следующий вид:

$$\vec{m} = \frac{1}{k_c^2} J_0 s \nabla_\nu \vec{A}_\nu + J_0 s\, \vec{\Omega} + \mu\left[\vec{H} + \vec{h}, \vec{m}\right];$$

$$\vec{A}_\nu = \frac{1}{\chi}\left\{\nabla_\nu\left(\vec{m} - \chi\mu\left(\vec{H} + \vec{h}\right)\right) - \left[\vec{A}_\nu\left(\vec{m} - \chi\mu\left(\vec{H} + \vec{h}\right)\right)\right]\right\};$$

$$\vec{\Omega} = \frac{1}{\chi}\vec{m} - \mu\left(\vec{H} + \vec{h}\right) + \mu\left[\vec{H} + \vec{h}, \vec{\Omega}\right].$$

Линеаризуя полученные уравнения с помощью формул $\vec{A}_0 = z\vec{A}_{\nu 0} + \delta\vec{A}_\nu$, $\vec{m} = \chi\mu\vec{H} + \delta\vec{m}$, $\Omega = -\chi\mu\vec{H} + \delta\vec{\Omega}$ в случае слабого постоянного $\vec{H}$ и переменного $\vec{h}$ внешних магнитных полей, вводя безразмерные величины $z = \omega/J_0 s$, $z_0 = \mu H/J_0 s$, $z^\alpha = \mu h^\alpha/J_0 s$, $k_\nu/k_c = q_\nu$ и произведя соответствующие упрощения, можно получить следующую систему уравнений:

$$-z^2\delta m^x = -q^2\delta m^x + izz_0\delta m^y - iz\delta\Omega^x + (q^2 - iz)z^x - izz_0 z^y;$$

$$-z^2\delta m^y = -q^2\delta m^y - izz_0\delta m^x - iz\delta\Omega^y + (q^2 - iz)\, z^y + izz z^x;$$

$$-iz\delta\Omega^x = -z_0\delta\Omega^y + \delta m^x - z^x - z_0 z^y;$$

$$-iz\delta\Omega^y = z_0\delta\Omega^x + \delta m^y - z^y + z_0 z^x.$$

Решение данных уравнений позволяет определить полную неравновесную намагниченность $\Delta M^{x,y} = \delta m^{x,y} + \delta\Omega^{x,y}$. Ее компоненты имеют вид

$$\Delta M^x = -\frac{1}{\Delta\left(z, \vec{q}\right)}\left[z^2 q^2\left(z^2 + z_0^2 + 1 - q^2\right)z^x - izz_0 q^2\left(2z^2 - q^2\right)z^y\right];$$

$$\Delta M^y = -\frac{1}{\Delta\left(z, \vec{q}\right)}\left[izz_0 q^2\left(2z^2 - q^2\right)z^x + z^2 q^2\left(z^2 + z_0^2 + 1 - q^2\right)z^y\right],$$

где $\Delta\left(z, \vec{q}\right) = \left[z\left(z^2 + z_0^2 + 1 - q^2\right) - z_0\left(2z^2 - q^2\right)\right] \times [z(z^2 + z_0^2 + 1 - q^2) + z_0(2z^2 - q^2)]$.

Если теперь перейти к компонентам, соответствующим правой и левой поляризации полной намагниченности

$$\Delta M^{\pm} = \Delta M^x \pm i\Delta M^y,$$

то эти компоненты будут равны

$$\Delta M^{\pm} = -\frac{1}{\Delta\left(z, \vec{q}\right)} zq^2 \times \left[z\left(z^2 + z_0^2 + 1 - q^2\right) \mp z_0\left(2z^2 - q^2\right)\right]z^{\pm};$$

$$z^{\pm} = z^x \pm iz^y.$$

Для сравнения выпишем также продольную компоненту полной неравновесной намагниченности ΔM^z

$$\Delta M^z = -\frac{q^2 z^z}{z^2 + 1 - q^2}.$$

Теперь можно вычислить компоненты тензора динамической магнитной восприимчивости, которые определяются стандартным образом

$$\chi^{\alpha,\beta} = \frac{\delta\Delta M^\alpha}{\delta z^\beta};\ \alpha,\ \beta = +, -, z.$$

Легко видеть, что тензор динамической магнитной восприимчивости имеет диагональный вид и его компоненты равны

$$\chi^{++}_{\left(z,\vec{q}\right)} = -\frac{zq^2}{z\left(z^2 + z_0^2 + 1 - q^2\right) + z_0\left(2z^2 - q^2\right)};$$

$$\chi^{--}_{\left(z,\vec{q}\right)} = -\frac{zq^2}{z\left(z^2 + z_0^2 + 1 - q^2\right) - z_0\left(2z^2 - q^2\right)};$$

$$\chi^{zz}_{\left(z,\vec{q}\right)} = -\frac{q^2}{z^2 + 1 - q^2}.$$

Полюсы тензора динамической магнитной восприимчивости определяют спектр спиновых возбуждений в металлической фазе ВТСП системы. Полюсы продольной компоненты тензора динамической магнитной восприимчивости в области малых q <<I чисто мнимые, что соответствует рассеянной продольной спиновой моде, поскольку она не связана линейно с внешним постоянным магнитным полем. Гораздо больший интерес представляют собой полюсы поперечных компонент χ^{++},χ^{--}. Рассмотрим полюсы компоненты χ^{++}.

Их можно определить из уравнения

$$z^3 + 2z_0 z^2 + z\left(z_0^2 + 1 - q^2\right) - z_0 q^2 = 0.$$

Это уравнение имеет один действительный корень, который в области малых q равен

$$z_{\vec{q}} \approx z_0 q^2.$$

Соответствующая ему частота спиновых неоднородных колебаний равна

$$\hbar w_{\vec{q}} \approx \mu H q^2.$$

Заметим, что данная ветвь спиновых колебаний (спиновых флуктуаций) существует только в отличном от нуля внешнем магнитном поле и по симметрии спектра аналогична геликонам в магнитоактивной плазме. Таким образом, возникает возможность ее экспериментального наблюдения. Однако здесь имеются определенные трудности. Данная мода является низкочастотной в области малых q, и поэтому ее нельзя возбудить в линейном режиме переменным магнитным полем резонансным способом. Способом наблюдения неоднородной поперечной спиновой ветви в постоянном магнитном поле ("спинового геликона") является нерезонансное возбуждение ее высокочастотным электромагнитным полем. В этом случае указанная ветвь спиновых колебаний может быть наблюдена в качестве сателлитов, расположенных вблизи основной спектральной линии. Другим способом возбуждения данной ветви является параметрическое возбуждение полем продольной накачки. Величина порогового поля определяется формулой

$$H_{thr} \approx \frac{J_0 s}{\mu} \frac{|\Delta k|}{k_c q_0^3 z_{\vec{q}}}.$$

Если $H \approx 10^3$ Э, $q \approx 10^{-2}$, $J_0 \approx 10^{-14}$ эрг, частота $w_{\vec{q}} \approx 10^{-6} u|\Delta k| = 2w\bar{q}/c = 10^{-4}$ см$^{-1}$. Принимая, что $q_0 \approx 10$, получим $H_{thr} \approx 0{,}1$ Э. Соответственно мощность возбуждения будет порядка 1 мВт.

Полученный результат интересен тем, что появляется возможность экспериментального обнаружения новых мод спиновых колебаний, что может послужить дополнительным доказательством правильности данной динамической модели. Связанные спин-фононные колебания в ВТСП-фазе усиливают эффективное электрон-фононное взаимодействие и соответственно взаимодействие электронов в куперовских парах, обеспечивая повышение критической температуры T_c.

Литература

1. *Алабердин Е. Р., Садовников Б. И., Савченко А. М., Вихорев А. А.*// Теор. мат. физика. 1996. Т. 107. № 1. С. 129—141.
2. *Савченко А. М., Креопалов Д. В.*// Прикладная физика, 1998. № 3—4. С. 115.
3. *Алабердин Е. Р., Садовникова М. В., Савченко А. М., Вихорев А. А.*// Теор. мат. физика. 1999. Т. 120. № 1. С. 144—167.
4. *Савченко М. А., Стефанович А. В.* Флуктуационная сверхпроводимость магнитных систем. — М.: Наука, 1986.

Collective electron oscillations in ceramic systems

A. M. Savchenko
Moscow State University, Moscow, Russia

M. A. Savchenko
Engineering Academy, Moscow, Russia

D. V. Kreopalov
Moscow State Technical University, Russia

The new mode of spin oscillations is obtained for the paramagnetic phase of compounds $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ and $YBa_2Cu_3O_{7-y}$ in the external magnetic field. This mode has analogy to the helicon excitation in the magnetoactive plasma. The experimental method of detecting this new mode is proposed.