Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Л. В. Жуковская, А. М. Савченко, М. Б. Садовникова, Низкочастотная спиновая ветвь колебаний в системах с обменным взаимодействием, *ТМФ*, 2004, том 138, номер 1, 139–143

DOI: <https://doi.org/10.4213/tmf15>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.234.156.22

26 апреля 2023 г., 14:41:07

© 2004 г. Л. В. Жуковская*, А. М. Савченко*, М. Б. Садовникова*

НИЗКОЧАСТОТНАЯ СПИНОВАЯ ВЕТВЬ КОЛЕБАНИЙ В СИСТЕМАХ С ОБМЕННЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

Определена спиновая ветвь колебаний с частотой $\omega = (\mu H/\hbar)(k/k_c)^2$ в парамагнитной фазе для систем с обменным взаимодействием при наличии внешнего магнитного поля $\vec{H}$. Показано, что спиновая составляющая тока в линейном режиме возбуждения спиновых поперечных мод имеет резонансный характер.

Ключевые слова: спиновые флуктуации, спиновая динамика, обменное взаимодействие, ток, тензор динамической магнитной восприимчивости.

Обменное взаимодействие играет важную роль в коллективных электронных взаимодействиях [1]. Оно приводит к возникновению в спектре спиновых возбуждений колебательных мод, которые оказываются реальными в области значений волнового вектора $k > k_c = 2\pi/\langle r_c \rangle$, где $\langle r_c \rangle$ – обменный радиус корреляции.

В области же малых волновых векторов, т.е. при $k < k_c$, без внешнего магнитного поля спектр спиновых флуктуаций является диффузионным вследствие отсутствия в системе электронных спинов дальнего магнитного порядка [2]. Представляет определенный интерес исследование области малых k при наличии внешнего магнитного поля, чему и посвящена данная работа.

Будем исходить из того, что гамильтониан спиновой системы имеет вид ([3]; детальное получение см. [2], с. 134)

$$H_s = \int d\vec{x} \left[\frac{m^2}{2\chi} + \frac{1}{2k_c^2} J_0 s A_\nu^2 - \frac{1}{2} J_0 \Omega^2 - \mu(\vec{H} + \vec{h}, \vec{m} + \vec{\Omega}) \right]. \quad (1)$$

Здесь $\vec{\Omega}$ – намагниченность, соответствующая парамагнитной спиновой степени свободы (“поле” спиновой системы); $\vec{m}$ – парамагнитный момент, неравновесная компонента которого определяется производной намагниченности по времени (импульс спиновой системы); $\vec{A}_\nu = \partial \vec{\Omega} / \partial x_\nu$, $\nu = 1, 2, 3$; $\vec{H} = \vec{z}H$, $\vec{h}$ – постоянное и переменное внешние магнитные поля; $J_0 = \int d\vec{x} J(\vec{x})$ – потенциал антиферромагнитного обменного взаимодействия; $s = 1/2$ – спин электрона; $\chi = 1/(J_0 s)$ – эффективная парамагнитная восприимчивость (эффективная масса спиновой системы); $k_c = 2\pi/\langle r_c \rangle$; $\langle r_c \rangle^2 = \int d\vec{x} x^2 J(\vec{x}) / \int d\vec{x} J(\vec{x})$ – обменный радиус корреляции в системе электронных спинов; $\mu = g\mu_b$, $g = 2$, μ_b – магнетон Бора.

*Московский государственный университет, Москва, Россия. E-mail: ljoukovskaya@mtu-net.ru

Используя метод скобок Пуассона [4], можно записать уравнения движения для векторов $\vec{m}$, $\vec{A}_\nu$, $\vec{\Omega}$. В общем случае они имеют вид

$$\dot{\vec{m}} = \{H_s, \vec{m}\}, \quad \dot{\vec{A}}_\nu = \{H_s, \vec{A}_\nu\}, \quad \dot{\vec{\Omega}} = \{H_s, \vec{\Omega}\}. \quad (2)$$

Чтобы записать эти уравнения в явном виде, необходимо вычислить скобки Пуассона для векторов $\vec{m}$, $\vec{A}_\nu$, $\vec{\Omega}$. Скобки, отличные от нуля, имеют вид

$$\begin{aligned} \{m^\alpha, \Omega^\beta\} &= \delta^{\alpha\beta}, & \{\Omega^\alpha, m^\beta\}_a &= \delta^{\alpha\beta}, \\ \{m^\alpha, m^\beta\} &= e^{\alpha\beta\gamma} m^\gamma, & \{m^\alpha, m^\beta\}_a &= \delta^{\alpha\beta}, \\ \{m^\alpha, A_\nu^\beta\} &= \delta^{\alpha\beta} \nabla_\nu - e^{\alpha\beta\gamma} A_\nu^\gamma, & \{m^\alpha, A_\nu^\beta\}_a &= 2m^\alpha A_\nu^\beta, \\ \{\Omega^\alpha, \Omega^\beta\} &= e^{\alpha\beta\gamma} \Omega^\gamma, & \{\Omega^\alpha, \Omega^\beta\}_a &= \delta^{\alpha\beta}, \quad \alpha, \beta, \gamma = 1, 2, 3. \end{aligned} \quad (3)$$

Скобки с индексом “a” представляют собой антикоммутирующие скобки Пуассона.

Запишем уравнения движения для векторов $\vec{m}$, $\vec{A}_\nu$, $\vec{\Omega}$:

$$\dot{\vec{m}} = \frac{1}{k_c^2} J_0 s \nabla_\nu \vec{A}_\nu + J_0 s \vec{\Omega} + \mu [\vec{H} + \vec{h}, \vec{m}], \quad (4)$$

$$\dot{\vec{A}}_\nu = \frac{1}{\chi} \{ \nabla_\nu (\vec{m} - \chi \mu (\vec{H} + \vec{h})) - [\vec{A}_\nu, (\vec{m} - \chi \mu (\vec{H} + \vec{h}))] \}, \quad (5)$$

$$\dot{\vec{\Omega}} = \frac{1}{\chi} \vec{m} - \mu (\vec{H} + \vec{h}) + \mu [\vec{H} + \vec{h}, \vec{\Omega}]. \quad (6)$$

Линеаризуя полученные уравнения с помощью формул $\vec{A}_\nu = z \vec{A}_{\nu 0} + \delta \vec{A}_\nu$, $\vec{m} = \chi \mu \vec{H} + \delta \vec{m}$, $\vec{\Omega} = -\chi \mu \vec{H} + \delta \vec{\Omega}$, в случае слабого постоянного $\vec{H}$ и переменного $\vec{h} = (h^x, h^y)$ внешних магнитных полей можно записать для них соответствующие выражения в алгебраической форме:

$$\begin{aligned} -i\omega \delta m^x &= \frac{1}{k_c^2} J_0 s i k_\nu \delta A_\nu^x + J_0 s \delta \Omega^x - \mu H \delta m^y + \chi \mu H \mu h^y + \mu h^x, \\ -i\omega \delta m^y &= \frac{1}{k_c^2} J_0 s i k_\nu \delta A_\nu^y + J_0 s \delta \Omega^y + \mu H \delta m^x - \chi \mu H \mu h^x y + \mu h^y, \\ -i\omega \delta A_\nu^x &= \frac{1}{\chi} i k_\nu (\delta m^x - \chi \mu h^x), \\ -i\omega \delta A_\nu^y &= \frac{1}{\chi} i k_\nu (\delta m^y - \chi \mu h^y), \\ -i\omega \delta \Omega^x &= \frac{1}{\chi} \delta m^x - \mu h^x - \mu H \delta \Omega^y + \mu h^y \Omega_0, \\ -i\omega \delta \Omega^y &= \frac{1}{\chi} \delta m^y - \mu h^y + \mu H \delta \Omega^x y + \mu h^x \Omega_0, \\ \Omega_0 &= -\chi \mu H, A_{\nu 0} \rightarrow 0. \end{aligned} \quad (7)$$

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 производя соответствующие упрощения, получаем следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} -z^2 \delta m^x &= -q^2 \delta m^x + i z z_0 \delta m^y - i z \delta \Omega^x + (q^2 - i z) z^x - i z z_0 z^y, \\ -z^2 \delta m^y &= -q^2 \delta m^y - i z z_0 \delta m^x - i z \delta \Omega^y + (q^2 - i z) z^y + i z z_0 z^x, \\ -i z \delta \Omega^x &= -z_0 \delta \Omega^y + \delta m^x - z^x - z_0 z^y, \\ -i z \delta \Omega^y &= -z_0 \delta \Omega^x + \delta m^y - z^y + z_0 z^x. \end{aligned} \quad (8)$$

Решение уравнений (8) позволяет определить полную неравновесную намагниченность $\Delta M^{x,y} = \delta m^{x,y} + \delta \Omega^{x,y}$. Ее компоненты имеют вид

$$\Delta M^x = -\frac{1}{\Delta(z, \vec{q})} [z^2 q^2 (z^2 + z_0^2 + 1 - q^2) z^x - i z z_0 q^2 (2z^2 - q^2) z^y], \quad (9)$$

$$\Delta M^y = -\frac{1}{\Delta(z, \vec{q})} [i z z_0 q^2 (2z^2 - q^2) z^x + z^2 q^2 (z^2 + z_0^2 + 1 - q^2) z^y], \quad (10)$$

где

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

Перейдем к компонентам, соответствующим правой и левой поляризации полной намагниченности:

$$\Delta M^\pm = \Delta M^x \pm i \Delta M^y, \quad (11)$$

$$\Delta M^\pm = -\frac{1}{\Delta(z, \vec{q})} z q^2 [z(z^2 + z_0^2 + 1 - q^2) \mp z_0(2z^2 - q^2)] z^\pm, \quad (12)$$

$$z^\pm = z^x \pm i z^y.$$

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

$$\Delta M^z = -\frac{q^2 z^2}{z^2 + 1 - q^2}. \quad (13)$$

Вычислим теперь компоненты тензора динамической магнитной восприимчивости, которые определяются следующим образом:

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

Таким образом, тензор динамической магнитной восприимчивости имеет диагональный вид, и его компоненты равны

$$\begin{aligned} \chi^{++}(z, \vec{q}) &= -\frac{z q^2}{z(z^2 + z_0^2 + 1 - q^2) + z_0(2z^2 - q^2)}, \\ \chi^{--}(z, \vec{q}) &= -\frac{z q^2}{z(z^2 + z_0^2 + 1 - q^2) - z_0(2z^2 - q^2)}, \\ \chi^{zz}(z, \vec{q}) &= -\frac{q^2}{z^2 + 1 - q^2}. \end{aligned} \quad (14)$$

Полюсы тензора динамической магнитной восприимчивости определяют спектр спиновых возбуждений рассматриваемой системы. Отметим, что полюсы продольной компоненты тензора в области малых q ($q < 1$) чисто мнимые, что соответствует диффузионной продольной спиновой моде. Гораздо больший интерес представляют собой полюсы поперечных компонент χ^{++} , χ^{--} .

Рассмотрим полюсы компоненты χ^{++} . Их можно определить из уравнения

$$z^3 + 2z_0 z^2 + z(z_0^2 + 1 - q^2) - z_0 q^2 = 0, \quad (15)$$

имеющего один действительный корень, который в области малых q равен

$$z_{\vec{q}} \cong z_0 q^2. \quad (16)$$

Соответствующая ему частота спиновых неоднородных колебаний имеет вид

$$\hbar\omega_{\vec{q}} \cong \mu H q^2. \quad (17)$$

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 [5]. Таким образом, возникает возможность экспериментального наблюдения этой ветви. 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. Указанная ветвь спиновых колебаний может быть наблюдаема при нерезонансном возбуждении ее высокочастотным электромагнитным полем. В этом случае она представляет из себя набор сателлитов, расположенных вблизи основной спектральной линии. Полученный результат представляет интерес с точки зрения экспериментального наблюдения найденной ветви спиновых колебаний, в том числе и для высокотемпературных сверхпроводящих систем.

Исследуем далее нелинейное возбуждение спиновых поперечных мод, для чего обратимся к уравнению (6). Линеаризуя уравнение (6) с помощью тех же, что и ранее, формул $\vec{m} = \chi\mu\vec{H} + \delta\vec{m}$, $\vec{\Omega} = -\chi\mu\vec{H} + \delta\vec{\Omega}$, где $\delta\vec{m}$ и $\delta\vec{\Omega}$ – малые изменения спиновых переменных $\vec{m}$ и $\vec{\Omega}$ в случае слабого постоянного $\vec{H}$ и переменного $\vec{h} = (0, 0, h^z)$ внешних магнитных полей, и производя соответствующие упрощения, приходим к системе уравнений

$$\begin{aligned} -iz\delta\Omega^x &= \delta m^x - (z_0 + z^z)\delta\Omega^y, \\ -iz\delta\Omega^y &= \delta m^y + (z_0 + z^z)\delta\Omega^x, \end{aligned} \quad (18)$$

решая которую, получаем

$$\begin{aligned} \delta\Omega^x &= \frac{iz\delta m^x + (z_0 + z^z)\delta m^y}{z^2 - (z_0 + z^z)^2}, \\ \delta\Omega^y &= \frac{iz\delta m^y - (z_0 + z^z)\delta m^x}{z^2 - (z_0 + z^z)^2}. \end{aligned} \quad (19)$$

Таким образом, выше нами было исследовано нелинейное возбуждение спиновых поперечных мод и получены выражения для поперечных компонент намагниченности.

Далее на основе полученных результатов может быть определена величина плотности тока намагниченности, связанная со спиновыми колебаниями [6]:

$$\vec{j}_m = \mu_b c n \operatorname{rot} \Delta\vec{M}, \quad (20)$$

где μ_b – магнетон Бора, n – концентрация носителей в полупроводнике, c – скорость света, $\Delta\vec{M}$ – полная неравновесная намагниченность. Величину z -компоненты плотности тока намагниченности (20) можно представить в виде

$$j_{mz} = \frac{\mu_b c n k_c}{2} (q^- \Delta M^+ - q^+ \Delta M^-), \quad (21)$$

где

$$\begin{aligned}\Delta M^+(\vec{q}, z) &\cong -\frac{zq^2 z^+}{(z - z_0 q^2)[z^2 + zz_0(2 + q^2) + z_0^2 + 1 - q^2]}, \\ \Delta M^-(\vec{q}, z) &\cong -\frac{zq^2 z^-}{(z + z_0 q^2)[z^2 - zz_0(2 + q^2) + z_0^2 + 1 - q^2]}, \\ q^\pm &= q_x \pm iq_y, \\ z^\pm &= z^x \pm iz^y.\end{aligned}\quad (22)$$

Используя соотношения (22), плотность тока j_{mz} можно представить в виде

$$\begin{aligned}j_{mz}(\vec{q}, z) &\cong \frac{\mu_b c n k_c z q^2}{2(z + z_0 q^2)} \frac{q^+ z^-}{[z^2 - zz_0(2 + q^2) + z_0^2 + 1 - q^2]} - \\ &- \frac{\mu_b c n k_c z q^2}{2(z - z_0 q^2)} \frac{q^- z^+}{[z^2 + zz_0(2 + q^2) + z_0^2 + 1 - q^2]}.\end{aligned}\quad (23)$$

Из полученной формулы видно, что величина z -компоненты плотности тока намагнитченности, связанного со спиновыми колебаниями, в линейном режиме возбуждения спиновых поперечных мод имеет резонансный характер. Отметим, что это свойственно спиновым возбуждениям в высокотемпературных сверхпроводящих системах и является косвенным подтверждением справедливости спин-фононного механизма сверхпроводимости.

Таким образом, в работе показано, что в спектре спиновых возбуждений поперечных спиновых колебаний должны возникать ветви, которые не являются диффузионными в области значений волнового вектора $k < k_c$. Экспериментальные наблюдения таких ветвей колебаний [7] являются косвенным подтверждением существования продольной ветви спиновых колебаний в высокотемпературной фазе, которая ответственна за усиление электрон-фононного взаимодействия.

Список литературы

- [1] Н. Н. Боголюбов. Избранные труды в трех томах. Т. 3. Киев: Наукова Думка, 1971; Е. Р. Алабердин, А. А. Вихорев, А. М. Савченко, Б. И. Садовников. ТМФ. 1996. Т. 107. № 1. С. 129; Е. Р. Алабердин, А. А. Вихорев, А. М. Савченко, М. Б. Садовникова. ТМФ. 1999. Т. 120. № 1. С. 144; Е. Р. Алабердин, А. М. Савченко, М. Б. Садовникова. Вестн. МГУ. Сер. физика, астрономия. 1999. № 6. С. 32.
- [2] М. А. Савченко, А. В. Стефанович. Флуктуационная сверхпроводимость магнитных систем. М.: Наука, 1986.
- [3] B. I. Sadovnikov, A. M. Savchenko. Physica A. 1999. V. 271. P. 411.
- [4] M. A. Savchenko, A. V. Stefanovich. Fluctuation superconductivity of Magnetic Systems. Berlin: Springer, 1990.
- [5] Ч. Киттель. Квантовая теория твердых тел. М.: Наука, 1967.
- [6] Л. В. Жуковская, А. М. Савченко, Б. И. Садовников. Вестн. МГУ. Сер. физика, астрономия. 2002. № 2. С. 71.
- [7] J. Brinckmann, P. A. Lee. Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82. № 14. P. 2915.

Поступила в редакцию 1.III.2002 г.,
после доработки 17.III.2003 г.