УДК 548.537.611

Н. И. Юрасов

ВЛИЯНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СПИНОВЫХ И ОРБИТАЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОДСИСТЕМ НА СПЕКТР МАГНИТНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПРОВОДНИКАХ

В геометрии Фарадея исследована структура дисперсионного уравнения, определяющего спектр магнитных возбуждений в ферромагнитном проводнике, в котором имеются спиновые и орбитальные магнитные моменты. Обнаружено, что порядок дисперсионного уравнения не изменяется при исчезновении орбитальных магнитных моментов (т.е. при переходе к стандартной модели ферромагнитного металла). Этот результат является следствием симметрии констант неоднородного обмена или эффективных масс квазичастиц. Открывается возможность проводить теоретический анализ влияния орбитальной магнитной подсистемы на недавно предсказанные особенности спектра спиновых волн, такие, как зеркальный спектральный кроссовер, область отрицательного показателя преломления, а также давно предсказанный, но пока не обнаруженный, спектральный кроссовер.

Сложный состав магнитного момента, состоящего из спиновых и орбитальной подсистем, был давно обнаружен в ходе экспериментов при рассеянии поляризованных нейтронов [1]. Однако эти результаты по существу не были приняты во внимание при обработке экспериментальных данных, получаемых с использованием метода ферромагнитного резонанса (ФМР) и его разновидности для пленок — спин-волнового резонанса (СВР). Учет орбитальной подсистемы ограничивался введением поправки в g-фактор (отклонение от двойки в пределах несколько процентов) [2, 3]. Этому способствовало отсутствие достаточно точных теоретических оценок новых констант взаимодействия, а в случае СВР еще и сложность оценки влияния приповерхностного слоя и константы поверхностной магнитной анизотропии. Вместе с тем ФМР и СВР являются важными методами измерения различных констант ферромагнетиков. Поэтому необходимо проанализировать влияние орбитальной магнитной подсистемы на спектр магнитных возбуждений, который содержится в дисперсионном уравнении. Цель настоящей работы — решение этой задачи.

Особенности спектра магнитных возбуждений содержатся в динамической магнитной восприимчивости. Для упрощения выкладок ограничимся рассмотрением геометрии Фарадея. Для анализа уравнения движения намагниченности используем представление этого уравнения в форме уравнения Шредингера, приведенное в работе [4] для однокомпонентной спиновой системы. Для двухкомпонентной системы обобщение этого уравнения было представлено в работе [5], но без учета магнитной релаксации. Там же намечен алгоритм включения магнитной релаксации. После выполнения этого алгоритма имеем следующее уравнение для K-й компоненты высокочастотной намагниченности с резонансной круговой поляризацией M_{K-}:

$$
\begin{aligned}
i\hbar\partial_t M_{K-} = -\frac{\hbar^2}{2m_{KK}}\partial_z^2 M_{K-} - \frac{\hbar^2}{2m_{KK'}}\partial_z^2 M_{K'}+ \\
+ E_{MK}[\frac{1}{\chi_{K0}} - N(1+\xi_{K'K}) - W_{KK'}\xi_{K'K}]M_{K-} + E_{MK}W_{KK'}M_{K'-}- \\
- E_{MK}H_- + \hbar(\alpha_{0KK}\partial_t M_{K-} + \alpha_{0KK'}\partial_t M_{K'-}). \quad (1)
\end{aligned}
$$

Здесь обозначено:

$$
E_{MK} = \hbar\gamma_K M_{K0} = \hbar\omega_{MK}; \quad \frac{1}{m_{KK'}} = \frac{2\omega_{MK}q_{KK'}}{\hbar};
$$

$$
\chi_{K0} = \frac{M_{K0z}}{H_{0z}}; \quad \xi_{K'K} = \frac{M_{K'0z}}{M_{K0z}};
$$

$$
\alpha_{011} = \frac{(E_{M2}-E_{M1})E_{M1}\alpha_0 W_{11}}{E_{M2}^2 W_{22} - E_{M1}^2 W_{11}}; \quad \alpha_{022} = \frac{(E_{M2}-E_{M1})E_{M2}\alpha_0 W_{22})}{E_{M2}^2 W_{22} - E_{M1} W_{11}};
$$

$$
\alpha_{012}=\frac{(E_{M2}W_{22}-E_{M1}W_{11})E_{M1}\alpha_0}{E_{M2}^2 W_{22}-E_{M1}^2 W_{11}}; \quad \alpha_{021}=\frac{(E_{M2}W_{22}-E_{M1}W_{11})E_{M2}\alpha_0}{E_{M2}^2 W_{22}-E_{M1}^2 W_{11}};
$$

$$
K \neq K'; \quad K, K' = 1,\ 2;
$$

α_0 — параметр Гильберта; $2\pi\hbar = h$ — постоянная Планка; $\partial_t \equiv \dfrac{\partial}{\partial t}$; $\partial_z^2 \equiv \dfrac{\partial^2}{\partial z^2}$; $m_{KK'}$ — эффективная масса квазичастицы, связанной с колебаниями составляющих магнитного момента (этой массой может быть либо эффективная масса магнона — кванта колебаний спиновой компоненты магнитного момента, либо эффективная масса орбитона — кванта колебаний орбитальной компоненты магнитного момента, а также недиагональная компонента эффективной массы, возникающая из-за связи компонент магнитного момента); $\gamma_K = \gamma\dfrac{g_K}{2}$; γ — магнитомеханическое отношение для электрона; g_K — фактор спектроскопического расщепления; M_{K0} — модуль намагниченности K-й магнитной подсистемы; $q_{KK'}$ — константа неоднородного обмена; M_{K0z} —

z-компонента магнитного момента K-й магнитной подсистемы; H_{0z} — z-компонента напряженности статического магнитного поля, приложенного к ферромагнетику вдоль нормали к поверхности, на которую падает плоская электромагнитная волна с круговой частотой $\omega = \dfrac{E}{\hbar}$; E — энергия фотона; N_{zz} — z-компонента размагничивающего фактора; $W_{KK'}$ — безразмерная постоянная однородного обмена, определенная в работе [5]; H_- — высокочастотная напряженность магнитного поля резонансной поляризации; $\alpha_{0KK'}$ — безразмерный параметр магнитной релаксации (обобщение параметра Гильберта на случай затухания многокомпонентного магнитного момента).

В целях получения формулы для высокочастотной магнитной восприимчивости перейдем к фурье-компонентам, т.е. определим решения системы уравнений (1) в виде суперпозиции плоских волн вида

$$A\exp\left(-i\frac{Et - p_z z}{\hbar}\right),$$

где $p_z = \hbar k$. Тогда уравнение (1) представляется в виде матрицы

$$\begin{matrix} F_K(E) - \dfrac{\hbar^2k^2}{2m_{KK}} & (-1)\left(Q_{KK'}(E) + \dfrac{\hbar^2k^2}{2m_{KK'}}\right) & -E_{MK} \\ (-1)\left(Q_{K'K}(E) + \dfrac{\hbar^2k^2}{2m_{K'K}}\right) & F_{K'}(E) - \dfrac{\hbar^2k^2}{2m_{K'K'}} & -E_{MK'} \end{matrix}, \qquad (2)$$

где $F_K(E) = (1 + i\alpha_{0KK})E - E_{MK}\left[\dfrac{1}{\chi_{K0}} - N_{zz}(1 + \xi_{K'K}) - W_{KK'}\xi_{K'K}\right]$, $Q_{KK'} = E_{MK}W_{KK'} - i\alpha_{0KK'}E$.

В случае собственных колебаний матрица (2) упрощается

$$\begin{matrix} F_K(E) - \dfrac{\hbar^2k^2}{2m_{KK}} & (-1)\left(Q_{KK'}(E) + \dfrac{\hbar^2k^2}{2m_{KK'}}\right) \\ (-1)\left(Q_{K'K}(E) + \dfrac{\hbar^2k^2}{2m_{K'K}}\right) & F_{K'}(E) - \dfrac{\hbar^2k^2}{2m_{K'K'}} \end{matrix}. \qquad (3)$$

Равенство нулю определителя матрицы (3) задает квадратное уравнение относительно k^2. Если магнитный момент имеет одну спиновую компоненту, то от матрицы (3) остается один диагональный элемент, а именно $F_K(E) - \dfrac{\hbar^2k^2}{2m_{KK}}$, и равенство нулю определителя матрицы (3) задает линейное уравнение относительно k^2.

В рассматриваемом случае двухкомпонентного магнитного момента формула для магнитной восприимчивости имеет вид

$$\chi_- = \\ = \frac{(-1)\left[E_{MK}\left(F_{K'} + Q_{K'K} + \frac{\hbar^2k^2}{2}\left(\frac{1}{m_{K'K}} - \frac{1}{m_{K'K'}}\right)\right) + E_{MK'}\left(F_K + Q_{KK'} + \frac{\hbar^2k^2}{2}\left(\frac{1}{m_{KK'}} - \frac{1}{m_{KK}}\right)\right)\right]}{F_K F'_K - Q_{K'K}Q_{KK'} - \frac{\hbar^2k^2}{2}\left[\frac{F_K}{m_{K'K'}} + \frac{F_{K'}}{m_{KK}} + \frac{Q_{KK'}}{m_{K'K}} + \frac{Q_{K'K}}{m_{KK'}}\right] + \Sigma}, \qquad (4)$$

$$\Sigma = \frac{(\hbar k)^4}{4}\left(\frac{1}{m_{KK}m_{K'K'}} - \frac{1}{m_{K'K}m_{KK'}}\right), \quad F_K \equiv F_K(E),\ Q_{KK'} \equiv Q_{KK'}(E).$$

Рассмотрим дисперсионное уравнение для этого случая [6, 7]

$$c^2k^2 = 4\pi i\omega\sigma_-(1 + 4\pi\chi_-), \tag{5}$$

где c — скорость света в вакууме; σ_- — высокочастотная проводимость. Ограничиваясь областью температур порядка 100 K, считаем, что проводимость не зависит от волнового вектора k. Тогда порядок дисперсионного уравнения (5) по k^2 существенно зависит от порядка по k^2 многочлена, стоящего в знаменателе формулы (4). В случае однокомпонентного магнитного момента дисперсионное уравнение является квадратным по k^2. Возможно ли сохранение порядка по k^2 в случае перехода к двухкомпонентному магнитному моменту? Для ответа на этот вопрос необходимо рассмотреть слагаемое в знаменателе формулы (4), обозначенное Σ. Условием равенства нулю этого слагаемого является наличие симметрии, а именно

$$m_{KK}m_{K'K'} = m_{KK'}m_{K'K}. \tag{6}$$

При выполнении равенства (6) орбитальная магнитная подсистема не изменяет порядка дисперсионного уравнения стандартной модели ферромагнитного металла. Равенство (6) удобно представить в другой эквивалентной форме в силу связи величин $m_{KK'}$ и $q_{KK'}$ (см. обозначения к формуле (1))

$$q_{KK}q_{K'K'} = q_{KK'}q_{K'K}. \tag{7}$$

В работе [6] было показано, что величина $q_{KK'}$ может быть представлена в следующей форме:

$$q_{KK'} = s_0 b_{KK'} a^2, \tag{8}$$

где s_0 — безразмерная константа, $b_{KK'}$ — безразмерная константа, зависящая от строения магнитных подсистем, a — постоянная кристаллической решетки. При анализе структуры оценочных формул для константы неоднородного обмена $q_{KK'}$, определенной в работах [7–8], в работе [5] были получены следующие зависимости:

$$b_{KK'} = \frac{1}{N_K N'_K N}, \quad b_{KK'} = \frac{1}{(N_K N'_K)^{1/2}}, \tag{9}$$

где N_K — число магнетонов Бора на атом в K-й магнитной подсистеме; N — число атомов в элементарной ячейке кристаллической решетки. Зависимости (9) удовлетворяют равенству

$$b_{KK}b_{K'K'} = b_{K'K}b_{KK'}, \tag{10}$$

которое в силу равенства (8) эквивалентно равенству (7).

Следовательно, присоединение орбитальной магнитной подсистемы не изменяет структуры дисперсионного уравнения (5) и для двухкомпонентного магнитного момента структура дисперсионного уравнения, определяемая его порядком по k^2, сохраняется.

Нейтронно-графические исследования [1] выявили кроме спиновых и орбитальных магнитных моментов, локализованных около узлов кристаллической решетки (основная часть спонтанного магнитного момента ферромагнитного металла), также спиновые магнитные моменты, однородно распределенные по кристаллу. Согласно измерениям составляющих магнитного момента на один атом железа имеем около узла решетки спиновую составляющую, равную $2{,}39\mu_B$ и орбитальную составляющую, равную $0{,}105\mu_B$, а также равномерно распределенную по кристаллу спиновую составляющую, равную $-0{,}21\mu_B$. Отношение последней составляющей магнитного момента к предпоследней равно в пределах точности эксперимента $-2{,}00 \pm 0{,}04$ для железа, кобальта и никеля. Объединению всех трех компонент магнитного момента в две составляющие на основе спиноорбитальных электронных кластеров [9, 10] также соответствует уравнение (1). При этом равенства (6)–(10) также выполняются.

Так как в распределении последней составляющей магнитного момента отсутствует пространственная периодичность, то слагаемые, содержащие множитель вида $q_{KK'}$ в уравнении (1), для нее отсутствуют. Это означает, что последняя составляющая не может изменить порядка дисперсионного уравнения по k^2.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mook R. W. Spin density determination in $3d$-metals // Kjeller Report. – 1969. – S.A. 132. – P. 239–253.
2. Bhagat S. M., Lubitz P. Temperature variation of ferromagnetic relaxation in $3d$-transition metals // Phys. Rev. – 1974. – B. 10, № 1. – P. 179–185.
3. Frait Z., Fraitova D. Low energy spin-wave excitations in highly conductive thin films and surfaces. – 1998. Frontiers in Magnetism of Reduced Dimension Systems, NATO ASI series 3, Kluver Acad. Publ.(Dordrecht). – V. 49. – P. 121–152.
4. Скроцкий Г. В. Еще раз об уравнении Ландау–Лифшица // УФН. – 1984. – Т. 144. – Вып. 4. – С. 681–686.
5. Юрасов Н. И. К вопросу о константах межподсистемного обменного взаимодействия в ферромагнетиках // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. “Естественные науки”. – 2001. – № 2. – С. 93–99.
6. Юрасов Н. И. Зеркальный спектральный кроссовер в намагниченном проводнике // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. “Естественные науки”. – 2004. – С. 124–126.
7. Ахиезер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В. Спиновые волны. – М.: Наука, 1967. – 367 с.
8. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. К теории дисперсии магнитной проницаемости ферромагнитных тел / В кн.: Ландау Л.Д. Собрание трудов. – М.: Наука, 1969. – Т. 1. – С. 128–143.

9. Ю р а с о в Н. И. Спектр ферромагнитного резонанса в металлах с коллинеарным магнитным упорядочением // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. "Естественные науки". – 2000. – № 5. – С. 64–72.
10. Y u r a s o v N. I., Y u r a s o v a L. A., S h e n k a r e n k o A. Y. The influence of spin-orbital magnetic subsystems and binary alloy composition on the FMR in an optical range // The Physics of Metals and Metallography. – 2001. – V. 92. – P. S143–S146.

Статья поступила в редакцию 21.03.2007

Николай Ильич Юрасов родился в 1943 г., окончил в 1966 г. МВТУ им. Н.Э. Баумана и в 1974 г. Московский инженерно-физический институт. Канд. физ.-мат. наук, доцент кафедры "Физика" МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 70 научных работ в области физики конденсированного состояния: магнитных и кинетических явлений, интерференционных эффектов, квантовой гравитации и устойчивости тяжелых ядер.

N.I. Yurasov (b. 1943) graduated from the Bauman Moscow Higher Technical School in 1966 and Moscow Institute for Engineering and Physics in 1974. Ph.D. (Phys.-Math.), assoc. professor of "Physics" department of the Bauman Moscow State Technical University. Author of over 70 publications in the field of condense matter physics (magnetic and kinetic phenomena), interference effects, quantum gravitation and heavy nuclei stability.

МАТЕМАТИКА

УДК 621.391.15

В. Е. Г а н т м а х е р, В. А. Е д е м с к и й

КВАЗИОДНОУРОВНЕВЫЕ РАЗНОСТНЫЕ МНОЖЕСТВА

Определены параметры новых разностных множеств, сформированных на основе классов степенных вычетов по простому модулю $p = dR + 1$, $d = 3, 4, 6, 8$, *сбалансированных на несколько близких уровней.*

Известно большое число разностных множеств (РМ) $D(N, K, \lambda)$, где N — модуль, K — порядок множества, сбалансированных на один уровень λ, например: РМ квадратичных вычетов, РМ биквадратичных вычетов и так далее, которые широко применяются в различных областях, в частности, для построения сигналов с хорошими корреляционными свойствами, в теории кодирования, криптографии [1]. Одним из крупных недостатков известных РМ является редкая сетка значений N,