УДК 535

Н. И. Ю р а с о в

СПЕКТРАЛЬНЫЕ КРОССОВЕРЫ В ФЕРРОМАГНЕТИКАХ

Рассмотрена нетривиальная возможность селективного отражения, которая связана с пересечением дисперсионных кривых элементарных возбуждений различной физической природы. Определены типы пересечений и выполнена классификация спектральных кроссоверов. Для металлов, полупроводников и диэлектриков выведены формулы для условий наблюдения спектрального кроссовера в намагниченном ферромагнетике.

E-mail: nikyurasov@yandex.ru

Ключевые слова: *элементарное возбуждение, квазичастица, дисперсионная кривая, пространство волновых векторов, брэгговское отражение, диэлектрическая функция, магнитная восприимчивость, пространственная дисперсия, эквизатухающие когерентные волны.*

При исследовании взаимодействия микрочастиц предоставляется уникальная возможность изучения их свойств и структуры [1]. Из взаимодействия квазичастиц или элементарных возбуждений в веществе также можно получить ценные данные о строении вещества, структуре квазичастиц и процессах их превращений [2]. Обычно для квазичастиц рассматривают процессы релаксации элементарных возбуждений, связанные с определением времени жизни или времени релаксации [2, 3]. Выделяют процессы релаксации, так как при их протекании наступает исчезновение квазичастицы или прекращение распространения элементарного возбуждения [2]. В связи с этим возникает вопрос, существуют ли процессы, отличные от процессов релаксации, которые затрудняют распространение элементарных возбуждений, и как они связаны с процессами релаксации.

Ответ на этот вопрос следует искать при анализе столкновений потоков квазичастиц. В силу волновой природы микрочастиц их потоки образуют в веществе волны, которые могут быть потоками фононов, поляритонов, плазмонов, магнонов, орбитонов и других квазичастиц [3]. Упомянутые квазичастицы образуют акустические волны, волны электрической и магнитной поляризации. К волнам электрической поляризации относятся волны плотности электрического дипольного момента, плазменные волны [2]; к волнам магнитной поляризации — волны плотности дипольного магнитного момента, которые могут быть спиновыми, орбитальными.

Указанные выше возбуждения обычно преобладают в металлах, полупроводниках и диэлектриках [2, 3]. Потоки других квазичастиц также образуют волны в конденсированном состоянии вещества [3]. Поэтому ответ на поставленный вопрос логично искать в теории волн.

Затруднение в распространении волн наступает при наличии в среде периодической структуры, которая может быть как статической — брэгговское отражение, так и динамической. В последнем случае периодическую структуру образует волна другой физической природы. В терминах теории волн такому наложению волн соответствует пересечение дисперсионных кривых. Поставим вопрос: какой характер может иметь это пересечение?

Для ответа на него применим качественный анализ. Поток квазичастиц принято рассматривать в виде плоской волны [2, 3]. Зафиксируем направление волнового вектора. Тогда волновой вектор можно заменить волновым числом. Процессы релаксации учитывать не будем. Пересечение дисперсионных кривых следует искать на плоскости с координатами (волновое число, круговая частота). При решении задачи с применением квантовой механики результатом обычно является расталкивание дисперсионных кривых в области ожидаемого пересечения. После включения релаксационных процессов возможны изменения в области пересечения. В связи с этим существуют два пути проведения анализа этой области.

В первом варианте принимают утверждение о вещественности волнового числа. Тогда круговая частота имеет мнимую часть. В этом случае изучают процесс релаксации элементарных возбуждений и определяют декремент затухания.

Во втором варианте изучают процесс стационарного распространения элементарных возбуждений или стационарный поток квазичастиц. Согласно теории волн, рассматривают распространение возмущений в среде с диссипацией. При фиксированном направлении распространения волны волновой вектор становится комплексным волновым числом, а круговая частота задается вещественным числом. При этом условие расталкивания больше не является единственным в области сближения дисперсионных кривых, и они могут пересекаться.

Для дальнейшего исследования случаев пересечения дисперсионных кривых рационально ввести общее определение пересечения спектральных кривых. Спектральным кроссовером (СК) N-типа (или кратко N-SPCR) назовем локальное (точечное) пересечение N дисперсионных кривых, соответствующих волнам различной физической природы. Если дисперсионные кривые рассматривать как различные состояния физической системы, то их пересечение является случаем вырождения и параметр N определяет кратность вырождения.

В среде с диссипацией возможна еще одна разновидность СК, которая связана с расслоением пространства волновых векторов на два подпространства, а именно: подпространство вещественных частей волновых векторов и подпространство мнимых частей волновых векторов. При равенстве мнимых частей волновых векторов возможно равенство по модулю вещественных частей волновых векторов, т. е. имеет место обычное пересечение в подпространстве мнимых частей волновых чисел и зеркальное пересечение в подпространстве вещественных частей волновых чисел. Такое пересечение назовем СК $N/2$ типа (кратко $N/2$-SPCR) или зеркальным СК (ЗСК). Обозначение $N/2$ фиксирует факт половинного пересечения в пространстве комплексных волновых чисел.

Согласно изложенным выше доводам, СК должен проявляться в изменении отражения волн, порождающих в веществе эквизатухающие когерентные волны. В связи с этим возникает специальная задача исследования изменения коэффициента отражения в окрестности точек N-SPCR или $N/2$-SPCR как новая задача для среды с диссипацией. Следовательно, можно утверждать, что диссипация в системе связанных волн может приводить к принципиально отличным волновым эффектам. Поэтому необходимо определить способы введения диссипации в уравнения системы связанных волн.

Диссипативный фактор для волн в среде может быть введен через уравнение движения для какой-либо векторной величины, которую условно назовем вектором смещения. В качестве одного из примеров может служить уравнение движения плотности дипольного магнитного момента в форме Ландау — Лифшица с релаксационным слагаемым. Другим примером введения диссипации является включение интеграла столкновений в кинетическое уравнение для неравновесной части функции распределения электронов проводимости.

Системное изучение N-SPCR и $N/2$-SPCR до исследований автора данной работы не проводилось. Для полноты картины приведем анализ всех работ, в которых затрагивались отдельные вопросы, связанные с N-SPCR и $N/2$-SPCR [4, 6—13]. Раздельно проанализируем результаты работ по N-SPCR и $N/2$-SPCR.

Во всех известных автору работах по N-SPCR [4, 6—9,12] параметр N не превосходил двух. В этих трудах диэлектрическая функция не имела вещественной части, исследования были посвящены металлическим ферромагнетикам. В работе [8] диэлектрическая проницаемость рассматривалась как малое возмущение; в [12] было учтено влияние частотной дисперсии проводимости на СК.

Менее изучен случай $N/2$-SPCR [10, 11, 13]. Во всех известных автору работах параметр N не превосходил двух. В них рассматривался случай только нормального скин-эффекта. В области ЗСК [13] исследован случай магнитного полупроводника и найдены условия наблюдения отрицательного показателя преломления.

В связи с изложенным целью данной работы является изучение N-SPCR в ферромагнетике с комплексной диэлектрической функцией, т.е. исследование N-SPCR не только в металлических ферромагнетиках, но и в магнитных полупроводниках и магнитных диэлектриках.

Рассмотрим систему уравнений Максвелла

$$\begin{aligned} &e_{lpu}\nabla_p H_u = \frac{4\pi}{c} j_l + \frac{1}{c}\frac{\partial D_l}{\partial t};\\ &e_{lpu}\nabla_p E_u = -\frac{1}{c}\frac{\partial B_l}{\partial t};\\ &\nabla_l D_l = 0;\\ &\nabla_l B_l = 0, \end{aligned} \qquad (1)$$

где H_u — напряженность магнитного поля; ∇_l — вектор-оператор Гамильтона; e_{lpu} — единичный антисимметричный тензор; j_l — вектор плотности тока; c — скорость света в вакууме; D_l — вектор электрического смещения; E_l — напряженность электрического поля; B_l — индукция магнитного поля. (При записи уравнений Максвелла использована тензорная алгебра.)

Специализируем систему (1) для решения поставленной задачи. Считаем, что все полевые векторы имеют следующую зависимость от координат и времени:

$$J_l \propto \exp(i(k_l x_l - \omega t)), l = (x, y, z),$$

где k_l — волновой вектор; ω — круговая частота.

Предположим, что скин-эффект является нормальным, тогда плотность тока локальна и имеем первое материальное уравнение

$$j_l = \sigma_{lp} E_p, \qquad (2)$$

где σ_{lp} — тензор проводимости. Предположим также, что связь векторов B_l и H_l является линейной, и имеем второе материальное уравнение

$$B_l = \mu_{lu} H_u, \qquad (3)$$

где μ_{lu} — тензор комплексной магнитной проницаемости. Объединяя слагаемые, стоящие справа в первой строке системы (1), и используя равенство (2), получаем тензор комплексной диэлектрической проницаемости

$$\varepsilon_{lp} = \varepsilon'_{lp} + i\varepsilon''_{lp}, \qquad (4)$$

где ε'_{lp} и ε''_{lp} — вещественная и мнимая компоненты тензора. Полагаем, что имеет место следующее представление мнимой компоненты тензора диэлектрической проницаемости:

$$\varepsilon''_{lp} = \frac{4\pi\sigma_{lp}}{\omega}. \qquad (5)$$

Используем тензоры диэлектрической и магнитной проницаемости, обладающие цилиндрической симметрией. Совместим ось z, которая выбрана как ось симметрии, с направлением намагничивания. При решении поставленной задачи используем циркулярные компоненты тензоров диэлектрической и магнитной проницаемости $\varepsilon_\pm, \mu_\pm$:

$$\begin{aligned} \varepsilon_\pm &= \varepsilon'_\pm + i\frac{4\pi\sigma_\pm}{\omega}, \\ \mu_\pm &= \mu'_\pm + i\mu''_\pm. \end{aligned} \tag{6}$$

Для конкретных расчетов выбрана гиротропная среда с изотропией проводимости и диэлектрической проницаемости в плоскости, перпендикулярной оси z. В этом случае дисперсионное уравнение имеет вид

$$D(k,\omega) = k^2 - \varepsilon_\pm\mu_\pm k_0^2 = 0, \tag{7}$$

где $k_0 = \dfrac{\omega}{c}$, знаками $\pm$ помечены волны различных круговых поляризаций. Если выполнено условие $\varepsilon'_\pm = 0$, то полученное дисперсионное уравнение принимает известную форму [8, 9]. Для величины $\mu_\pm$ использована известная формула [11, 12]

$$\mu_\pm = 1 + \frac{1}{\eta - 1 \pm \Omega - i\alpha_0\Omega + (\alpha/4\pi)k^2}, \tag{8}$$

где $\eta = \dfrac{H_0}{4\pi M_s} + \dfrac{\beta}{4\pi}$; H_0 — напряженность статического магнитного поля, приложенного к ферромагнетику; M_s — намагниченность насыщения; β — безразмерная постоянная одноосной магнитной анизотропии в уравнении Ландау — Лифшица; $\Omega = \dfrac{\omega}{4\pi\gamma M_s}$; α_0 — параметр релаксации Гильберта; α — параметр неоднородного обмена в уравнении Ландау — Лифшица. Величина $\sigma_\pm$ взята равной ее статическому значению σ, а величина $\varepsilon'_\pm$ выбрана в качестве числового параметра, который может зависеть от частоты ω, но не зависит от волнового числа, т.е. пространственная дисперсия у этого параметра отсутствует. После подстановки формулы (8) для величины $\mu_\pm$ в уравнение (7) получено искомое дисперсионное уравнение, которое представлено в обобщенной форме

$$D(\omega,k) = \frac{D_1(\omega,k)}{D_0(\omega,k)} = 0, \tag{9}$$

причем предполагалось, что знаменатель в области N-спектрального кроссовера не имеет нулей. Для выполнения анализа уравнения (9) выполнен переход к нормированному волновому числу с помощью преобразования $k^2 \to \dfrac{4\pi}{\alpha}K^2$. Поэтому формула для числителя уравнения (9) имела следующий вид [5, 8, 9] :

$$D_1(\Omega, K) = K^4 + a_1K^2 + a_2 = 0, \tag{10}$$

$$a_1' = G - 1 - A\varepsilon, \quad a_1'' = -(\alpha_0 + As\Omega), \quad a_2' = -A(G\varepsilon + \alpha_0 s\Omega^2),$$

$$a_2'' = -A(Gs - \alpha_0\varepsilon)\Omega, \quad G = \eta + P\Omega,$$

$$P = \pm, A = \frac{\alpha}{4\pi}\left(\frac{4\pi\gamma M_s}{c}\right)^2, s = \frac{\sigma}{\gamma M_s}, \varepsilon = \varepsilon_\pm',$$

$$a_j' = \mathrm{Re}(a_j), a_j'' = \mathrm{Im}(a_j), j = 1, 2.$$

Условия наблюдения 2-спектрального кроссовера (2-СК) определяет система уравнений

$$\begin{aligned} &(a_1')^2 - (a_1'')^2 - 4a_2' = 0, \\ &a_1'a_1'' - 2a_2'' = 0. \end{aligned} \tag{11}$$

Используя формулы (10) для коэффициентов уравнения, получаем выражение для частоты 2-СК

$$\Omega_\otimes = \frac{2}{(\alpha_0 - As)^2}\Big(A^2(s - (\alpha_0 - As)\varepsilon)^2 + \\ + A(\alpha_0 - As)(\alpha_0 + A(s - \varepsilon))\Big)^{1/2}. \tag{12}$$

При выполнении условия (12) безразмерный параметр G зафиксирован:

$$G = \frac{\alpha_0 + A(s - \varepsilon)}{\alpha_0 - As}, \tag{13}$$

поэтому формула для нормированной напряженности статического магнитного поля, приложенного к ферромагнетику, имеет вид

$$\frac{H_0}{4\pi M_s} = \frac{\alpha_0 + A(s - \varepsilon)}{\alpha_0 - As} - \frac{\beta}{4\pi} - P\Omega_\otimes. \tag{14}$$

Следовательно, для волн различных круговых поляризаций 2-СК будет наблюдаться при разных значениях напряженности статического магнитного поля, приложенного к ферромагнетику. При обращении в нуль вещественной части диэлектрической функции, т.е. при $\varepsilon = 0$, формулы (12) и (14) переходят в формулы, полученные в работах [8, 9].

Формулы (12)–(14) получены при допущении, что ферромагнетик однородно намагничен до насыщения, т. е. выполнено условие

$$\frac{H_0}{4\pi M_s} \geqslant 1, \tag{15}$$

которое соответствует результатам наблюдения рассеяния медленных нейтронов в ферромагнетиках [14].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. О к у н ь Л. Б. Физика элементарных частиц. – М.: Наука, 1988. – 272 с.
2. П а й н с Д. Элементарные возбуждения в твердых телах. – М.: Мир, 1965. – 382 с.
3. Б р а н д т Н. Б., К у л ь б а ч и н с к и й В. А. Квазичастицы в физике конденсированного состояния. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005. – 632 с.
4. A m e n t W. S., R a d o G. T. Electromagnetic effects of spin wave resonance in ferromagnetic metals // Phys. Rev. – 1955. – Vol. 97, no. 4. – P. 1558–1569.
5. S o o h o o R. F. General spin-wave dispersion relations // Phys. Rev. – 1960. – Vol. 120, no. 4. – P. 1978–1992.
6. P a t t o n C. E. Classical theory of spin-wave dispersion for ferromagnetic metals // Czech. J. Phys. – 1976. – B26 – P. 925–935.
7. F r a i t o v a D. An analytical theory of FMR in bulk metals (parallel configuration) I. Dispersion relations // Phys. Stat. Sol. (b). – 1983. – Vol. 120. – P. 341–348.
8. Ю р а с о в Н. И. К теории экстремумов прозрачности проводящих ферромагнетиков в области // ФМР. – 1983. – 18 с. (Деп. ВИНИТИ. № 4667–83).
9. F r a i t o v a D. On the analytical FMR theory in the normal configuration // Phys. Stat. Sol. (b). – 1995. – Vol. 187. – P. 217–224.
10. К а г а н о в М. И., Я н к е л е в и ч Р. П. Особенности распространения электромагнитных волн в гиро-анизотропных средах // ФТТ. – 1968. – Т. 10, № 9. – С. 2771–2777.
11. Ю р а с о в Н. И. Зеркальный спектральный кроссовер в намагниченном проводнике // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки. – 2004. – № 4 (15). – С. 124–126.
12. Ю р а с о в Н. И. Влияние частотной дисперсии проводимости на зеркальный спектральный кроссовер в намагниченном проводнике // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки. – 2005. – № 1 (16). – С. 67–72.
13. Ю р а с о в Н. И. Отрицательный показатель преломления в магнитных полупроводниках // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки. – 2011. – № 2 (41). – С. 121–124.
14. И с с л е д о в а н и е субмикроскопических магнитных неоднородностей ферромагнетиков помощью холодных нейтронов / С.П. Кузнецов, И.В. Мешков, А.Д. Перекрестенко, А.В. Шелагин // КСФ. – 1989. – № 8. – С. 3–5.

Статья поступила в редакцию 05.07.2012