

# ПОГЛОЩЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СИСТЕМАМИ С НЕКОЛЛИНЕАРНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ НАМАГНИЧЕННОСТИ

*Е. А. Караштин\*, О. Г. Удалов*

*Институт физики микроструктур Российской академии наук  
603950, Нижний Новгород, Россия*

Поступила в редакцию 19 апреля 2011 г.

Проведен расчет высокочастотного поглощения электромагнитного излучения в системах с неколлинеарным пространственным распределением намагниченности. Рассмотрена среда с геликоидальной магнитной структурой и сверхрешетка, период которой содержит два слоя с неколлинеарными намагниченностями. Показано, что в таких системах в области частот вблизи спинового расщепления зоны проводимости возникает дополнительный пик поглощения, связанный с переходами электронов под действием переменного линейно поляризованного электрического поля из одной спиновой подзоны в другую.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Проводящие системы с неоднородным магнитным упорядочением проявляют большое число интересных свойств (гигантское магнитосопротивление [1, 2], перемагничивание спин-поляризованным током [3], топологический эффект Холла [4, 5] и др.), которые активно исследуются в настоящее время. Возникновение этих свойств обусловлено тем, что спиновые и пространственные степени свободы носителей тока в неоднородных магнитных системах «запутываются» и оказывают взаимное влияние друг на друга. На существование еще одного интересного явления, возникающего в системе с неколлинеарным магнитным упорядочением, указано в работе [6]. В ней показано, что в такой системе возникают переходы электронов между различными спиновыми состояниями под действием переменного электрического поля, что обуславливает дополнительный механизм поглощения вблизи частоты  $\omega_J = J/\hbar$  ( $J$  — величина расщепления спиновых подзон). В работе [6] в качестве среды с неколлинеарной магнитной структурой предложен разбавленный магнитный полупроводник, находящийся в почти насыщающем внешнем магнитном поле. В таком поле кристалл имеет среднюю намагниченность и небольшую случайно направленную компоненту, перпендикулярную ей. Зона проводимости в полупроводнике расщепляется

на две спиновые подзоны, между которыми (из-за наличия случайной перпендикулярной компоненты) разрешены переходы под действием электрического поля. Это приводит к возникновению дополнительного поглощения.

В данной работе проведено исследование переходов электронов между различными спиновыми состояниями (и связанного с ними поглощения) в среде с геликоидальной магнитной структурой и многослойной магнитной системой, период которой содержит два магнитных слоя с неколлинеарной намагниченностью.

В кристалле гольмия (имеющем геликоидальную магнитную структуру) в области частот вблизи спинового расщепления зон проводимости наблюдается пик поглощения [7]. При этом данный пик исчезает при помещении кристалла в сильное магнитное поле, в котором магнитная структура становится однородной, что свидетельствует о том, что этот пик связан именно с неоднородностью намагниченности, а не со спин-орбитальным взаимодействием. В работе [7] не приведено объяснения микроскопической природы этого пика. В первой части данной работы предложена теоретическая модель, позволяющая качественно объяснить его возникновение и поведение в зависимости от внешнего магнитного поля.

Неколлинеарное магнитное упорядочение может наблюдаться в искусственных многослойных и гранулированных системах. Большое число работ по

\*E-mail: notfromme@yandex.ru

священо изучению высокочастотных свойств систем (Fe/Cr [8, 9], Co/Cu [10]), гранулированных магнитных пленок (Fe–Cr [9], Co–Ag [11],  $\text{Co}_{0.5}\text{Fe}_{0.5}\text{-Al}_2\text{O}_3$  и  $\text{Co}_{0.5}\text{Fe}_{0.5}\text{-HfO}_2$  [12]) и тонких пленок манганитов ( $\text{La}_{2/3}\text{Ca}_{1/3}\text{MnO}_3$  [13],  $(\text{Pr}_{0.4}\text{La}_{0.6})_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$  [14],  $\text{La}_{0.7}\text{Pb}_{0.3}\text{MnO}_{3-\delta}$  [15]) в инфракрасном (ИК) диапазоне частот. В основном данные работы направлены на исследование корреляции между магнито-рефрактивным эффектом (МРЭ) и эффектом гигантского магнитосопротивления (ГМС) [8, 9, 11]; обсуждается, в частности, возможность изучения магнито-транспортных свойств ГМС-структур бесконтактным методом посредством измерения МРЭ [10]. Поскольку эффект ГМС связан с внутризонными переходами, то и МРЭ исследуется, как правило, в ближней ИК-области ( $\lambda \approx 2\text{--}20$  мкм), где межзонные переходы не влияют на проводимость (исключение составляет работа [15], в которой для тонкой пленки  $\text{La}_{0.7}\text{Pb}_{0.3}\text{MnO}_{3-\delta}$  проведены измерения при довольно высоких частотах:  $\lambda = 0.66\text{--}30$  мкм). Оптические свойства гранулированных систем экспериментально изучались в работах [16, 17]. Однако исследований влияния на них магнитной структуры образца не проводилось. Таким образом, зависимость МРЭ от частоты и магнитной структуры среды недостаточно хорошо изучена в области высоких частот (вблизи частоты  $\omega_J$ , т.е. оптический диапазон, например, для Co и Fe и ИК-диапазон для Ni). Более того, зависимость этого эффекта от частоты в неколлинеарном случае, насколько нам известно, не изучалась и при более низких частотах.

Изменение оптических свойств многослойных структур при изменении их магнитной структуры во внешнем поле обсуждалось в теоретической работе [18]. Отмечена важная роль изменения зонной структуры (определяющей межзонные переходы) материала при изменении его магнитной структуры в оптических свойствах. Однако в работе [18] изучается лишь коллинеарный случай. Случай системы с неколлинеарным распределением намагниченности остается неизученным. Вторая часть настоящей работы посвящена изучению переходов между спиновыми подзонами в многослойной магнитной структуре.

## 2. ПОГЛОЩЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В СРЕДЕ С НЕОДНОРОДНОЙ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРОЙ

В данной работе для описания электронов будем использовать  $s$ - $d$ -модель Вонсовского [19]. Для простоты не будем учитывать зонную структуру мате-

риала. Гамильтониан электронов при этом принимает вид

$$\hat{H} = \frac{1}{2m_e} \left( \hat{\mathbf{p}} - \frac{e}{c} \mathbf{A}(\mathbf{r}, t) \right)^2 + J(\hat{\sigma}, \mathbf{M}(\mathbf{r})), \quad (1)$$

где  $\mathbf{M}(\mathbf{r})$  — единичный вектор, направленный вдоль намагниченности,  $\hat{\sigma}$  — вектор матриц Паули,  $J$  — обменная энергия,  $m_e$  — масса электрона,  $\mathbf{A}$  — векторный потенциал внешнего электромагнитного поля,  $e$  — заряд электрона,  $c$  — скорость света. Будем полагать, что исследуемая структура находится во внешнем переменном однородном в пространстве электрическом поле, которое описывается векторным потенциалом

$$\mathbf{A} = -\frac{ic}{2\omega} (\mathbf{E}_0 \exp(-i\omega t) - \text{c.c.}). \quad (2)$$

Здесь  $\omega$  — частота электромагнитного поля,  $\mathbf{E}_0$  — напряженность электрического поля. Для того чтобы найти поглощение в среде с неоднородной магнитной структурой, сначала найдем спектр и волновые функции электронов в отсутствие внешнего поля, а затем, используя феноменологическое обобщение формулы Кубо на случай конечной частоты столкновений электронов с немагнитными примесями  $\nu = \Delta/\hbar$  —

$$\sigma(\omega) = -\frac{1}{\Omega} \frac{\pi}{\omega} e^2 \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}', s, s'} |\langle \mathbf{k}' s' | \hat{v}_x | \mathbf{k} s \rangle|^2 \times \frac{i}{\varepsilon_{\mathbf{k}'}^{s'} - \varepsilon_{\mathbf{k}}^s - \hbar\omega + i\Delta} (f_s(\mathbf{k}) - f_{s'}(\mathbf{k}')) \quad (3)$$

— найдем действительную часть проводимости. (В пределе, когда  $\nu$  стремится к нулю,

$$\text{Re} \frac{i}{\varepsilon_{\mathbf{k}'}^{s'} - \varepsilon_{\mathbf{k}}^s - \hbar\omega + i\Delta} \rightarrow \delta(\varepsilon_{\mathbf{k}'}^{s'} - \varepsilon_{\mathbf{k}}^s - \hbar\omega),$$

что соответствует формуле Кубо для действительной части проводимости.) В формуле (3)  $\Omega$  — объем системы;  $\mathbf{k}, s$  нумеруют состояние частицы;  $\varepsilon_{\mathbf{k}}^s$  — энергия, соответствующая состоянию  $\mathbf{k}, s$ ;  $f_s(\mathbf{k})$  — функция распределения частиц по состояниям;  $\hat{v}_x$  — оператор проекции скорости частицы на направление напряженности внешнего электрического поля  $\mathbf{E}_0$ . Будем рассчитывать проводимость при нулевой температуре и использовать соответствующие функции распределения.

Далее рассмотрим среду с геликоидальной магнитной структурой и многослойную магнитную систему, период которой содержит два магнитных слоя с неколлинеарной намагниченностью.

### 3. ПОГЛОЩЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В СРЕДЕ С ГЕЛИКОИДАЛЬНОЙ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРОЙ

Распределение намагниченности в среде с геликоидальной магнитной структурой описывается формулой

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}) = \mathbf{M}(z) = \left( \sqrt{1 - m_z^2} \sin qz, \sqrt{1 - m_z^2} \cos qz, m_z \right), \quad (4)$$

где  $\mathbf{M}$  — единичный вектор, направленный вдоль намагниченности. Распределение намагниченности, описываемое формулой (4), реализуется, например, в гольмии, в котором при  $T < 133$  К наблюдается компланарная спиральная магнитная структура ( $m_z = 0$ ), а при  $T < 20$  К — некомпланарная [20].

Рассмотрим для простоты случай, когда распределение (4) компланарно. (В некомпланарном случае расчет проводится аналогично; нетрудно показать, что наличие некомпланарности не приводит к качественным отличиям высокочастотной проводимости.) Состояние электрона в магнитной спирали описывается квазиимпульсом и индексом спиновой подзоны. Волновые функции электронов и их энергетический спектр в такой задаче могут быть найдены точно [21–23]:

$$\psi_{\pm} = \frac{\theta}{\sqrt{1 + \delta_{\pm}^2}} \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \exp\left(-i\frac{\varepsilon_{\pm}}{\hbar}t\right) \times \begin{pmatrix} \exp\left(-i\frac{q}{2}z\right) \\ \delta_{\pm} \exp\left(i\frac{q}{2}z\right) \end{pmatrix}, \quad (5)$$

где  $|\theta|^2 = (2\pi)^{-3}$ ,

$$\delta_{\pm} = \frac{qk_z \pm \sqrt{q^2k_z^2 + j^2}}{j}. \quad (6)$$

Здесь  $\hbar\mathbf{k}$  — квазиимпульс электрона, знаки «+» и «-» соответствуют двум спиновым подзонам и введено обозначение  $j = 2m_e J/\hbar^2$ . Энергетический спектр электронов описывается формулой

$$\varepsilon_{\pm}^{\pm} = \frac{\hbar^2}{2m_e} \left( \mathbf{k}^2 \pm \sqrt{q^2k_z^2 + j^2} \right). \quad (7)$$

На рис. 1а представлена типичная зависимость энергии электрона в геликоиде

$$\varepsilon_{\parallel}^{\pm} = \varepsilon_{\pm}^{\pm} - \frac{\hbar^2 (k_x^2 + k_y^2)}{2m_e}$$

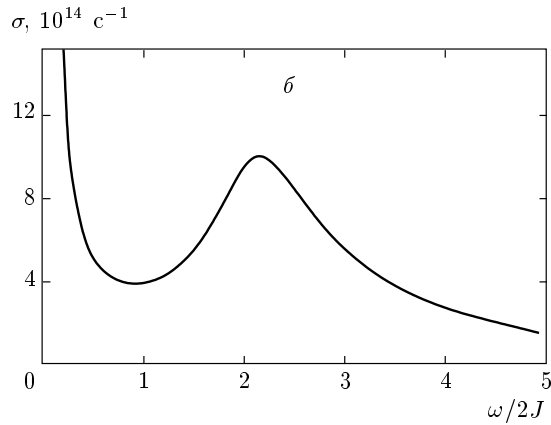
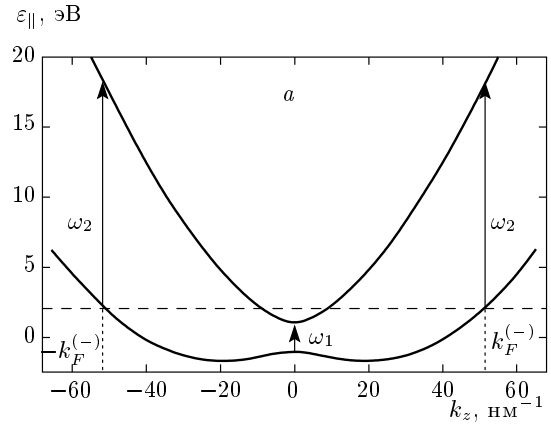


Рис. 1. Энергетический спектр электронов (а) и зависимость проводимости от частоты (б) для параметров  $J = 1$  эВ,  $\varepsilon_q = 4$  эВ,  $\varepsilon_f = 2$  эВ,  $\Delta = 0.5$  эВ. Штриховой линией показан уровень Ферми

от величины квазиимпульса вдоль оси  $z$  (именно такие зависимости будем далее называть энергетическим спектром электрона).

Отметим, что, несмотря на периодичность спин-зависящего потенциала в спирали, щелей в спектре нет, что обусловлено симметрией задачи по отношению к операции трансляции вдоль оси геликоида на любую длину с поворотом на определенный угол вокруг этой оси.

Вычислим высокочастотную проводимость в среде с геликоидальной магнитной структурой. Под действием высокочастотного поля в такой среде разрешены только переходы электронов между спиновыми подзонами. Для вероятности перехода из нижней подзоны в верхнюю (и наоборот) под действием электрического поля имеем с учетом столкновений

$$W_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}^{-+} = \frac{2}{\hbar} \left( \frac{e\hbar E}{2m_e\omega} \right)^2 (qe_z)^2 \frac{J^2}{(\varepsilon'^+ - \varepsilon^-)^2} \times \frac{V\delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}')}{8\pi^3} \frac{\Delta}{(\varepsilon'^+ - \varepsilon^- - \hbar\omega)^2 + \Delta^2}, \quad (8)$$

где  $\Delta/\hbar$  — частота столкновений. Здесь предполагается, что  $\mathbf{E}_0 = E\mathbf{e}$ . Из формулы (8) видно, что возможность перехода электронов из одного спинового состояния в другое под воздействием линейно поляризованного переменного электрического поля обусловлена неоднородностью магнитной структуры (при  $q = 0$  переходы исчезают). Кроме того, поскольку вероятность перехода пропорциональна  $q^2$ , она не зависит от знака  $q$  и, следовательно, от направления закрученности геликоида. Важно также отметить, что переходы происходят только в электрическом поле, направленном вдоль оси магнитной спирали. Таким образом, поглощение является анизотропным по отношению к поляризации излучения.

Вклад в диагональную компоненту тензора высокочастотной проводимости в направлении оси геликоида, связанный с переходами между спиновыми подзонами, в соответствии с равенством (3) описывается формулой

$$\sigma_{zz} = \frac{e^2 c}{\hbar c \lambda} \left( \frac{2J}{\hbar\omega} \right)^2 \times \int_0^{\sqrt{\varepsilon^+ \varepsilon_q}} \frac{dy \Delta \hbar\omega / (2\sqrt{y^2 + J^2})}{\Delta^2 + (2\sqrt{y^2 + J^2} - \hbar\omega)^2}, \quad (9)$$

где  $\lambda = 2\pi/q$  — шаг спирали,  $\varepsilon_q = \hbar^2 q^2 / 2m_e$ . Из формулы (9) видно, что в случае достаточно малых  $\Delta$  ( $\Delta \ll J$ ) проводимость имеет пик вблизи частоты  $\hbar\omega = 2J$ . Отметим здесь, что вклада, связанного с неоднородностью магнитной структуры, в другие компоненты тензора высокочастотной проводимости не будет. Типичная зависимость проводимости от частоты приведена на рис. 1б. Проводимость имеет пик вблизи частоты  $\hbar\omega \approx 2J + 2\Delta/3$  (при  $\Delta \ll J$ ).

Таким образом, в среде с геликоидальной магнитной структурой наблюдается дополнительный вклад в высокочастотную проводимость. Этот вклад пространственно анизотропен, т. е. высокочастотный отклик присутствует лишь для излучения, поляризованного вдоль оси геликоида, и имеет резонанс на частоте, близкой к  $2J$ .

В работе [7] экспериментально исследовался спектр поглощения гольмия. В этом кристалле при температуре 5 К (при которой в дальнейшем будет

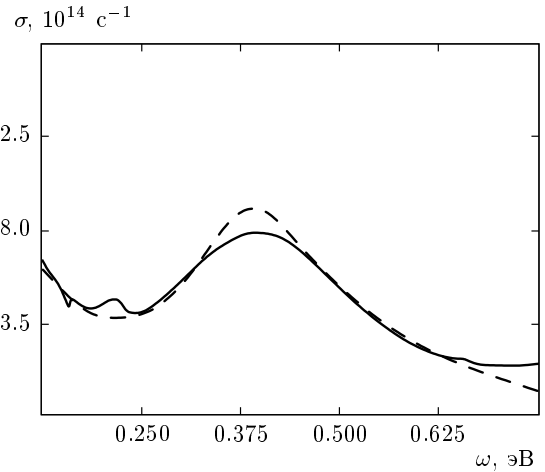


Рис. 2. Проводимость гольмия в зависимости от частоты при температуре 5 К. Электрическое поле волны поляризовано вдоль оси геликоида. Сплошная линия — эксперимент [7], штриховая — результат расчета

рассчитываться проводимостью) шаг геликоида составляет около 3.5 нм, а  $m_z = 0.17$  [20]. Константа обменного взаимодействия  $J \approx 0.175$  эВ [24], энергия Ферми составляет около 5 эВ и велика по сравнению с  $J$  и  $\varepsilon_q$ .

Проанализируем данные работы [7] и выполним оценку величины поглощения для кристалла гольмия. Как следует из работы [7], пик в зависимости проводимости от частоты максимален, когда излучение поляризовано вдоль оси спирали. При повышении температуры выше температуры Нееля эта особенность проводимости исчезает. Кроме того, она исчезает и при приложении сильного магнитного поля (образец становится однородно намагниченным). Таким образом, построенная в данной работе модель качественно описывает возникновение такой особенности и ее поведение при приложении магнитного поля. Отметим здесь, что аналогичная особенность в зависимости проводимости от частоты может возникать за счет спин-орбитального взаимодействия, которое в гольмии довольно велико. Однако отсутствие ее в сильном внешнем поле свидетельствует в пользу теории, построенной в данной работе.

Используя данные работы [7], можно оценить уширение линии поглощения  $\Delta$  и константу обменного взаимодействия  $J$ . Они составляют  $\Delta \approx 0.45J$ ,  $J \approx 0.185$  эВ.

Пик поглощения наиболее ярко выражен при низких температурах из-за уменьшения вклада в проводимость, связанного с другими переходами. По-

этому были проведены расчеты для температуры 5 К. На рис. 2 представлены зависимости действительной части проводимости от частоты, полученные в эксперименте [7] и теоретически с феноменологическим учетом наличия вклада в проводимость, связанного с другими переходами. Экспериментальное и теоретическое значения величины пика близки. Однако заметим, что предложенное в данной работе теоретическое описание не учитывает зонную структуру гольмия и наличие в нем сильного спин-орбитального взаимодействия, которые должны существенно сказаться на рассматриваемом эффекте. Поэтому проведенный здесь расчет не может служить количественной оценкой эффекта, а лишь показывает, что величина дополнительного вклада в проводимость сопоставима с экспериментальным значением при разумных параметрах.

Таким образом, предложенная в данной работе модель позволяет качественно объяснить появление пика высокочастотной проводимости в гольмии и его поведение в зависимости от поляризации, температуры и приложенного магнитного поля. Несмотря на простоту, построенная теория дает хорошую оценку величины этого пика.

#### 4. ПОГЛОЩЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В МНОГОСЛОЙНОЙ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЕ

В настоящее время существуют искусственные системы, в которых может реализоваться неколлинеарное распределение намагниченности. Наиболее изученными являются многослойные магнитные структуры. Такие структуры привлекают большое внимание в связи с существующим в них эффектом гигантского магнитосопротивления (в литературе их называют ГМС-структурами). Исследование дополнительного вклада в высокочастотную проводимость таких структур, связанного с переходами электронов между различными спиновыми состояниями, представляет интересную задачу. Как правило, период магнитной решетки в ГМС-структурах составляет два слоя, векторы намагниченности в которых имеют различные направления. При этом в каждом из слоев распределение магнитного момента однородно. В отличие от среды с геликоидальной магнитной структурой, обладающей симметрией по отношению к сдвигу на произвольную длину и повороту спиновой системы координат (см. [23]), ГМС-структура имеет симметрию только относительно сдвига на период магнитной сверхрешетки.

Это приводит к тому, что в спектре электронов возникают щели и образуются минизоны, связанные с неоднородностью намагниченности. Такие минизоны возникают и при коллинеарном распределении намагниченности (например, антиферромагнитном). Наличие минизон в спектре приводит к возникновению дополнительных пиков в частотной зависимости проводимости. Изучению вопроса о том, как в этом случае устроена высокочастотная проводимость, и возможно ли выделение пиков проводимости, связанных именно с неколлинеарностью распределения намагниченности (с переходами электронов с изменением спинового состояния), посвящена данная часть работы.

Рассмотрим задачу о поглощении электромагнитного излучения средой со слоистой магнитной структурой, описываемой периодической функцией вида

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}) = \mathbf{M}(x) = \begin{cases} \mathbf{M}_1, & -L/2 < x < 0, \\ \mathbf{M}_2, & 0 < x < L/2. \end{cases} \quad (10)$$

Здесь  $L$  — период структуры,  $\mathbf{M}$  — единичный вектор вдоль намагниченности. Угол между векторами намагниченности обозначим  $\alpha$ . Будем также полагать, что слои разделены дельта-образными барьерами, вообще говоря, различной величины:

$$U(x) = \sum_i (\lambda_1 \delta(x + L/2 + Li) + \lambda_2 \delta(x + Li)). \quad (11)$$

В периодической структуре электроны описываются блоховскими функциями  $\tilde{\Psi}_{\mathbf{k}n}^s$ , нумеруемыми квазиимпульсом  $\mathbf{k}$ , индексом спинового состояния  $s$  и номером энергетической подзоны  $n$ . Спектр электронов обозначим через  $\varepsilon_{\mathbf{k}n}^s$ . Поскольку структура периодична вдоль оси  $x$ , можно ввести здесь понятие зоны Бриллюэна, которая определяется периодом структуры. Рассматриваемая система однородна вдоль осей  $y$  и  $z$ , поэтому волновые функции и спектр могут быть записаны в виде

$$\tilde{\Psi}_{\mathbf{k}n}^s = \Psi_{k_x n}^s \exp(ik_y y + ik_z z), \quad (12)$$

$$\varepsilon_{\mathbf{k}n}^s = \frac{\hbar^2}{2m_e} (k_y^2 + k_z^2) + \varepsilon_{\perp}(k_x). \quad (13)$$

Спектр электронов в такой системе имеет две ветви, соответствующие различным спиновым состояниям. Расстояние между этими ветвями можно грубо оценить как  $2J |\mathbf{M}_{av}|$  ( $|\mathbf{M}_{av}|$  — величина средней по периоду намагниченности). Если угол между векторами намагниченности равен нулю, то расстояние

максимально; если угол равен  $\pi$ , то спектр становится вырожденным по спину. Таким образом, в отличие от среды с геликоидальной магнитной структурой, пик поглощения, связанный с переходами электронов с изменением спинового состояния, расположен не на частоте  $\hbar\omega \approx 2J$ . Его положение определяется взаимной ориентацией магнитных моментов различных слоев:  $\hbar\omega \approx 2J |M_{av}|$ .

Каждая из спиновых ветвей будет расщепляться на краю и в центре зоны Бриллюэна вследствие периодичности системы. В рамках модели слабой связи можно оценить величину этого расщепления. В случае, когда угол между намагниченностями слоев равен нулю, щели в каждой из ветвей спектра определяются спин-независимым потенциалом. В центре и на краю зоны Бриллюэна имеем

$$\varepsilon_{\mathbf{k}_b, 2n}^s - \varepsilon_{\mathbf{k}_b, 2n-1}^s = \varepsilon_{0, 2n+1}^s - \varepsilon_{0, 2n}^s = 2 |\lambda_1 - \lambda_2| / L. \quad (14)$$

(Здесь считается, что ветви, имеющей больший индекс  $n$ , соответствует большая энергия.) Поскольку потенциал дельтаобразный, все щели в спектре имеют одинаковую величину. Ветви спектра, соответствующие различному спиновому состоянию электрона, при этом смещены друг относительно друга на величину  $2J$ .

График зависимости энергии от квазиимпульса вдоль оси  $x$  в данном случае представлен на рис. 3а. В качестве параметров взяты следующие величины:  $L = 1.5$  нм,  $\lambda_1 = 0$ ,  $\lambda_2/L = 1.15$  эВ,  $2J = 0.5$  эВ. Спектр определен путем численного решения дисперсионного уравнения.

Если угол равен  $\pi$ , то для каждой спиновой ориентации электрона возникает дополнительный периодический потенциал в виде меандра из-за изменения направления намагниченности. Расщепление ветвей в данном случае определяется выражениями

$$\varepsilon_{\mathbf{k}_b, 2n}^s - \varepsilon_{\mathbf{k}_b, 2n-1}^s = 2 \sqrt{\left(\frac{V}{L}\right)^2 + (2J)^2}, \quad (15)$$

$$\varepsilon_{0, 2n+1}^s - \varepsilon_{0, 2n}^s = 2 \left| \frac{V}{L} \right|.$$

При данной ориентации намагниченностей возникает вырождение по энергии состояний с различной ориентацией спина. Пример спектра в этом случае приведен на рис. 3б. На рис. 3б представлен спектр для случая  $\alpha = \pi/2$ .

Под действием переменного электрического поля, направленного вдоль оси  $x$ , электроны могут совершать переходы между различными состояниями. Как и ранее, полагаем, что поле однородно во всем

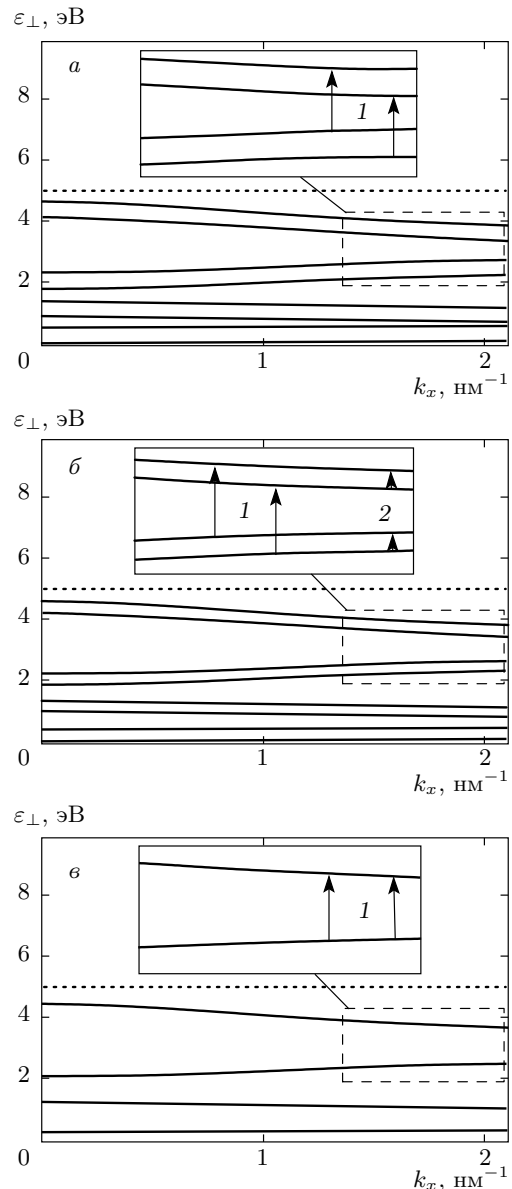


Рис. 3. Зависимости энергии от квазиимпульса вдоль оси  $x$  для трех углов между намагниченностями:  $\alpha = 0$  (а),  $\pi/2$  (б),  $\pi$  (в). Пунктирными линиями показан уровень Ферми

пространстве и переходы могут происходить только с сохранением квазиимпульса электрона. Переходы в данной системе можно условно разделить на два типа. Первый тип — переходы между разными спиновыми подзонами (на рис. 3 обозначены цифрой 2). Матричный элемент таких переходов в случае коллинеарного упорядочения намагниченности в системе равен нулю. Второй тип переходов — переходы между состояниями в различных минizonaх, обра-

зованных из-за периодичности структуры (на рис. 3 обозначены цифрой 1). Матричный элемент таких переходов может быть отличен от нуля при любой взаимной ориентации намагниченностей. Проанализируем, в какой области частот будут находиться пики поглощения, связанные с данными переходами.

Если высота барьеров мала, то щели в спектре определяются только магнитной неоднородностью и их величина зависит от обменной константы  $J$ . Соответственно, все пики (и связанные с переходами между различными спиновыми подзонами, и между зонами, образовавшимися из-за периодичности структуры) лежат в одном диапазоне и разделить их нельзя. Если величину барьера, разделяющего магнитные слои, выбрать большой, то пики, связанные с переходами между минизонами, сместятся в более высокочастотную область и возможно выделение пика, связанного с переходами между различными спиновыми подзонами. Отметим, что для того, чтобы величины всех щелей в центре зоны Бриллюэна и на ее границе были больше, чем спиновое расщепление, необходимо, чтобы в пространственном спектре потенциала присутствовали все гармоники, разрешенные в данной периодической структуре. Поэтому высоты барьеров на разных границах должны быть различны ( $\lambda_1 \neq \lambda_2$ ). Оптимальной в этом смысле является ситуация, когда одного из барьеров вообще нет. Если барьеры одинаковы, то нечетные гармоники в спектре спин-независимого потенциала отсутствуют и на границе зоны Бриллюэна расщепление определяется только спин-зависимым потенциалом  $J$ .

На рис. 4 представлены зависимости величины действительной части проводимости от частоты для трех различных углов между намагниченностями, рассчитанные численно. Спиновое расщепление и энергия Ферми выбраны равными соответственно 0.5 эВ и 5 эВ (параметры никеля [25]). На рис. 4 представлены графики для двух различных периодов структуры  $L$ .

В случае малого периода нетрудно сопоставить пики поглощения и переходы в спектрах, изображенных на рис. 3. Пики, обозначенные цифрой 1 на рис. 4, соответствуют переходам между различными зонами, образовавшимися из-за периодичности структуры (переходы 1 на рис. 3). Эти пики присутствуют при любой взаимной ориентации намагниченностей. Пик 2 существует только при неколлинеарном упорядочении. Он соответствует переходам между разными спиновыми подзонами (переходы 2 на рис. 3). В случае больших периодов структур спектр поглощения становится более сложным, так

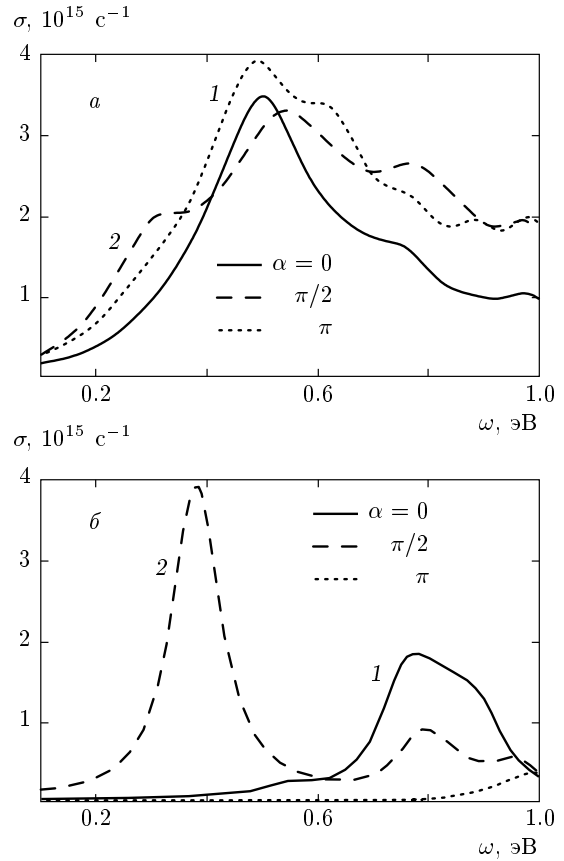


Рис. 4. Зависимости действительной части проводимости от частоты для различных углов  $\alpha$ .  $L = 4$  (а), 1.5 (б) нм

как под уровнем Ферми уместается большее число минизон. Однако и в этом случае можно выделить пик, связанный с переходом из одной спиновой подзоны в другую.

Таким образом, неоднородность структуры в магнитной сверхрешетке приводит к возникновению дополнительного поглощения в системе. В случае, когда распределение намагниченности коллинеарно, поглощение обусловлено переходами электронов между энергетическими подзонами без изменения спинового состояния. Подобное поглощение обсуждалось в работе [18]. Если в сверхрешетке присутствует большой спин-независимый потенциал (например, барьеры на границах магнитных слоев), то положение этих пиков определяется величиной потенциала (с малыми поправками из-за наличия магнитной структуры). Если спин-независимый потенциал мал, то положение этих пиков определяется обменной константой и взаимной ориентацией намагниченностей. В случае, когда распределение намаг-

ничности неколлинеарно, возникает дополнительный механизм поглощения, связанный с переходами между спиновыми подзонами. Положение пика, связанного с этим механизмом, не зависит от потенциала и определяется обменной константой и взаимной ориентацией намагниченностей. Данный пик разделен по частоте с пиками, связанными с переходами между минизонами, образованными из-за периодичности структуры, в случае наличия в системе достаточно сильного спин-независимого потенциала, в котором присутствуют все пространственные гармоники, разрешенные в данной периодической системе (например, на одной границе раздела магнетиков высокий барьер, на другой границе барьера нет).

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе рассмотрена задача о поглощении электромагнитного излучения средами с неоднородной магнитной структурой. В частности, рассмотрена среда с геликоидальной магнитной структурой и магнитная сверхрешетка, период которой содержит два разделенных барьерами магнитных слоя, в которых намагниченности произвольно ориентированы друг относительно друга. Показано, что в неколлинеарных магнитных системах возникает дополнительный механизм поглощения электромагнитной волны, в которой вектор электрического поля поляризован вдоль направления изменения намагниченности.

В случае магнитной спирали неоднородность распределения намагниченности приводит к возникновению дополнительного пика поглощения, связанного с переходами электронов из одной спиновой подзоны в другую под действием линейно поляризованного вдоль оси спирали электрического поля. Пик поглощения расположен в области спинового расщепления зоны проводимости. Существование такого механизма поглощения качественно объясняет экспериментальные зависимости поглощения от частоты и внешнего магнитного поля в гольмии.

В случае магнитной сверхрешетки неоднородность намагниченности приводит к возникновению нескольких пиков в высокочастотной проводимости. Их условно можно разделить на два типа. Первый тип связан с периодичностью системы. В случае наличия в решетке достаточно сильного (больше обменного расщепления) спин-независимого потенциала положение пиков такого типа определяется (в рамках модели слабой связи) величиной пространственных гармоник этого потенциала. Если

спин-независимый потенциал мал, то положение их определяется обменным расщеплением и взаимной ориентацией намагниченностей в слоях. Эти пики существуют как в коллинеарном случае, так и в неколлинеарном. Отметим, что такого сорта переходы и связанное с ними поглощение обсуждались в работе [18]. В случае, когда намагниченность неколлинеарна, в зависимости поглощения от частоты возникает дополнительный пик, связанный с переходами электронов с изменением спинового состояния. В отличие от пиков, возникающих из-за периодичности решетки, положение данного пика не зависит от наличия или отсутствия спин-независимого потенциала и определяется только обменной константой и средней намагниченностью в системе. Подбирая параметры спин-независимого потенциала, можно добиться разделения пиков, связанных с различными механизмами поглощения, по частоте.

Работа выполнена при финансовой поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (контракты П2618 и П348), РФФИ (грант № 11-02-00294-а) и фонда «Династия».

## ЛИТЕРАТУРА

1. M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert et al., *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988).
2. I. Zutic, J. Fabian, and S. D. Sarma, *Rev. Mod. Phys.* **76**, 323 (2004).
3. K. Ohgushi, S. Murakami, and N. Nagaosa, *Phys. Rev. B* **62**, R6065 (1999).
4. Y. Taguchi, Y. Oohara, H. Yoshizawa et al., *Science* **291**, 2573 (2001).
5. D. Loss and R. Goldbart, *Phys. Rev. B* **45**, 13544 (1992).
6. L. S. Khazan, Yu. G. Rubo, and V. I. Sheka, *Phys. Rev. B* **47**, 13180 (1993).
7. P. Weber and M. Dressel, *J. Magn. Magn. Mater.* **272–276**, E1109 (2004).
8. I. D. Lobov, M. M. Kirillova, A. A. Makhnev et al., *Phys. Rev. B* **81**, 134436 (2010).
9. И. Д. Лобов, М. М. Кириллова, Л. Н. Ромашев и др., *ФТТ* **51**, 2337 (2009).
10. M. Vopsariou, D. Bozec, J. A. D. Matthew et al., *Phys. Rev. B* **70**, 214423 (2004).



11. V. G. Kravets, D. Bozec, J. A. D. Matthew et al., Phys. Rev. B **65**, 054415 (2002).
12. V. G. Kravets, L. V. Poperenko, and A. F. Kravets, Phys. Rev. B **79**, 144409 (2009).
13. D. Hrabovsky, J. M. Caicedo, G. Herranz et al., Phys. Rev. B **79**, 052401 (2009).
14. J. M. Caicedo, M. C. Dekker, K. Dorr et al., Phys. Rev. B **82**, 140410 (2010).
15. S. T. Malak, R. Clayton-Cox, J. R. Scheuermann et al., J. Appl. Phys. **105**, 07D727 (2009).
16. V. G. Kravets, A. K. Petford-Long, and A. F. Kravets, J. Appl. Phys. **87**, 1762 (2000).
17. V. G. Kravets, L. V. Poperenko, I. V. Yourgelevych et al., J. Appl. Phys. **98**, 043705 (2005).
18. R. J. Baxter, D. G. Pettifor, E. Y. Tsymbal et al., J. Phys.: Condens. Matter **15**, L695 (2003).
19. С. В. Вонсовский, *Магнетизм*, Наука, Москва (1971), с. 553.
20. W. C. Koehler, J. W. Cable, M. K. Wilkinson et al., Phys. Rev. **151**, 414 (1966).
21. В. М. Матвеев, Э. Л. Нагаев, ЖЭТФ **69**, 2151 (1975).
22. Э. Л. Нагаев, *Физика магнитных полупроводников*, Наука, Москва (1979).
23. M. Calvo, Phys. Rev. B **19**, 5507 (1978).
24. J. Krizek and K. N. R. Taylor, J. Phys. F: Met. Phys. **5**, 774 (1975).
25. C. S. Wang and J. Callaway, Phys. Rev. B **9**, 4897 (1974).