

МЕЖСЛОЕВАЯ ОБМЕННАЯ СВЯЗЬ В ДИСКРЕТНЫХ МАГНИТНЫХ СПЛАВАХ ФЕРРОМАГНЕТИК–ПОЛУПРОВОДНИК

В. Н. Меньшов, В. В. Тугушев***

*Российский научный центр «Курчатовский институт»
123182, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 22 ноября 2007 г.

Проведено теоретическое исследование межслоевой магнитной связи в дискретных магнитных сплавах типа ферромагнетик–полупроводник, в которых монослои (или субмонослои) переходных металлов вставлены в полупроводниковую матрицу. Предложен механизм непрямого обмена между ферромагнитными δ -слоями, основанный на явлении «конфайнмента» (удержания) носителей в двумерных спин-поляризованных состояниях внутри запрещенной зоны полупроводника. Эти состояния возникают благодаря сильному потенциальному и обменному рассеянию носителей на δ -слоях. Продемонстрировано, что межслоевая обменная связь может осуществляться через невырожденную полупроводниковую прослойку благодаря виртуальным электронным возбуждениям через энергетический барьер, разделяющий частично заполненные двумерные спин-поляризованные состояния и край объемной зоны полупроводника. Интенсивность межслоевой связи экспоненциально убывает с увеличением расстояния между соседними δ -слоями, а тип этой связи может меняться с ферромагнитного на антиферромагнитный или наоборот при изменении толщины прослойки или уровня заполнения двумерных состояний.

PACS: 73.40.Sx, 75.70.-i

1. ВВЕДЕНИЕ

Уникальная комбинация свойств делает гибридные наноструктуры, состоящие из слоев ферромагнетика (ФМ) и полупроводника (ПП), весьма привлекательными для применения в спиновой электронике [1]. В этих новых слоистых ФМ/ПП-структурах можно достичь локально высокой концентрации магнитных ионов, которая значительно превышает предел их растворимости в объемных разбавленных магнитных полупроводниках (РМП). Поскольку современные технологии молекулярно-лучевой эпитаксии достигли точности порядка монослоя, наряду с традиционными системами (мультислоями, сэндвичами и т. д.) появилась возможность создавать весьма своеобразные ФМ/ПП-наноструктуры, так называемые дискретные магнитные сплавы (ДМС) (в англоязычной литературе употребляется термин «digital magnetic alloys»). В этих материалах ферро-

магнитные моно- или субмонослои переходных металлов вводятся в полупроводниковую матрицу посредством селективного легирования и формируют так называемые ферромагнитные δ -слои [1]. Величина обменного взаимодействия между магнитными моментами ферромагнитных δ -слоев и зонными электронами полупроводниковой прослойки в ДМС существенно выше, чем в объемных РМП, поэтому, подбирая составы ФМ и ПП, а также варьируя толщину полупроводникового слоя, можно в широких пределах изменять зонный спектр и магнитные свойства ДМС.

В экспериментальном плане в настоящее время наиболее интенсивно исследуются ДМС на основе ПП-соединений A_3B_5 . Это связано, в первую очередь, с тем, что для этих систем разработаны надежные методы получения относительно качественных ферромагнитных δ -слоев. Так, например, ДМС в виде гетероструктуры GaAs/MnAs был выращен поочередным осаждением нанослоев GaAs (ПП) и MnAs (ФМ) [2, 3]. В ДМС типа (GaAs,GaSb)/Mn субмонослои атомов Mn были периодически вставлены

*E-mail: vmenshov@mail.ru

**E-mail: vvtugushev@mail.ru

в ПП-матрицу (GaAs или GaSb) [4–6]. Необходимо также отметить оригинальный способ создания одиночных ферромагнитных δ -слоев из атомов Mn в гетероструктурах на основе GaAs, успешно реализованный в работах [7, 8]. В то же время, несмотря на особую важность интеграции спинтроники в кремниевую электронику, неоправданно мало внимания уделяется ДМС на основе ПП четвертой группы, Si и Ge. Между тем существуют серьезные свидетельства в пользу ФМ-упорядочения в РМП типа Ge:Mn [9, 10] и Si:Mn [11, 12], а также в мультислоях Fe/Si [13, 14], так что прогресс в создании ДМС на основе Si и Ge представляется неизбежным уже в ближайшее время.

В теоретическом плане основное внимание пока уделяется расчетам *ab initio* зонной структуры ДМС. Были проведены вычисления для ДМС типа Mn/GaAs [15–18], Mn/Ge [19, 20] и Mn/Si [21, 22]. Использовалась идеализированная модель регулярно кристалла, в решетке которого периодически расположенные монослои магнитного переходного металла разделены несколькими монослоями полупроводника. Было установлено, что 1) ФМ-порядок в слое переходного металла является энергетически более выгодным, чем антиферромагнитный (АФМ) порядок; 2) сильное кулоновское и обменное взаимодействие зонных электронов с ионами металла ведут к так называемому конфинменту (удержанию) носителей вблизи ФМ-слоя; 3) электронный спектр системы обладает сильно поляризованными по спину двумерными зонами и является полуметаллическим. Результаты численных расчетов демонстрируют, что (s, p) - d -гибридизация и перераспределение заряда между ФМ-слоями и ПП-матрицей существенным образом влияют на зонную структуру ДМС. Электронный спектр этих систем имеет сложный характер, он содержит как сильно коррелированные (хэббардовские) узкие зоны, так и слабо коррелированные широкие зоны. Ферромагнитный порядок внутри каждого металлического слоя возникает благодаря сильным электронным корреляциям в узких зонах и, по-видимому, мог бы быть описан в рамках схемы, аналогичной обычной модели зонного ферромагнетизма для переходных металлов и их сплавов [23]. Этот порядок сопровождается спиновым расщеплением широких зон, понижая таким образом полную энергию системы и формируя полуметаллическое состояние.

Основываясь на упомянутых выше численных расчетах, будем предполагать в данной работе существование обусловленного сильными корреляциями в узких зонах ФМ-порядка внутри каждого

δ -слоя, задавая величину и направление вектора намагниченности этого слоя, и сосредоточимся на вопросе, касающемся механизма межслоевой обменной связи (МОС) в ДМС. Ясно, что главную роль в МОС играет не прямой обмен между магнитными моментами ферромагнитных δ -слоев через электронные состояния широких зон ПП-прослойки, причем существуют различные его сценарии, сильно зависящие от положения уровня Ферми в ДМС. Моменты ферромагнитных δ -слоев, вставленных в ПП-матрицу, поляризуют спины зонных электронов в меру (s, p) - d -гибридизации, что, в свою очередь, ведет к возникновению обменной связи между моментами соседних ферромагнитных δ -слоев. Наш подход является, таким образом, полуфеноменологическим, что связано с рядом принципиальных обстоятельств. Конечно, в рамках метода *ab initio* возможно одновременно описать магнитный порядок как внутри слоя, так и между слоями. Однако чтобы получить достаточную точность расчетов, анализ приходится ограничивать сравнительно тонкими прослойками, поскольку необходимо оценивать очень малую разницу между полными энергиями различных магнитных конфигураций структуры, например, между параллельным и антипараллельным относительным расположением моментов на соседних ФМ-слоях (*a priori* неколлинеарные конфигурации также не могут быть исключены из рассмотрения). Кроме того, реальные ДМС пока еще довольно далеки по своему качеству от тех идеализированных систем, которые используются в расчетах *ab initio*, и «номинальные» ферромагнитные суб- или монослои, вероятнее всего, являются сплавными областями, размытыми на несколько ангстрем вдоль направления роста структуры.

Положение уровня Ферми в ДМС существенно зависит от перераспределения зарядовой плотности между полупроводниковой прослойкой и ферромагнитными δ -слоями; он может быть, например, смещен в зону проводимости или в валентную зону ПП-матрицы. В этом случае МОС обусловлена стандартным РККУ-механизмом обмена через свободные носители в прослойке и имеет осциллирующий характер при изменении расстояния между моментами слоев, как в обычных металлах и вырожденных ПП. Расчеты зонной структуры, цитированные выше, не подтверждают это предположение и указывают, что уровень Ферми лежит внутри запрещенной зоны полупроводниковой прослойки, т. е. ПП является невырожденным. В этом варианте МОС осуществляется посредством суперобмена благодаря виртуальным электрон-дырочным

возбуждениям через некоторый энергетический порог и экспоненциально убывает при больших расстояниях между слоями. Как правило, этот энергетический порог просто совпадает с шириной запрещенной зоны ПП-прослойки, но в некоторых слоистых структурах он может оказаться меньше ширины запрещенной зоны из-за присутствия интерфейсных состояний внутри щели (см., например, [24]). По-видимому, подобная ситуация имеет место для слоистых структур $\text{Fe}/\text{Fe}_{1-x}\text{Si}_x(001)$ с $x > 0.5$ [25].

Статья построена следующим образом. В разд. 2 кратко обсуждается полуфеноменологическая модель ДМС, на базе которой в разд. 3 развит формализм для описания двумерных электронных состояний в системе, состоящей из двух ферромагнитных δ -слоев, разделенных прослойкой нелегированного ПП. В разд. 4 рассчитана энергия МОС в рассматриваемой системе для случаев параллельной и антипараллельной относительных ориентаций магнитных моментов δ -слоев. В Заключение (разд. 5) анализируются полученные результаты и обсуждаются некоторые нерешенные проблемы.

2. МОДЕЛЬ

В данном разделе мы предлагаем простую модель, которая позволяет описать зависимость интеграла МОС от толщины ПП-прослойки и положения уровня Ферми. Рассмотрим фрагмент ДМС, состоящий из двух параллельных ферромагнитных δ -слоев, вставленных в кристаллическую ПП-матрицу. Гамильтониан H электронных состояний в ПП, которые поляризованы по спину из-за присутствия ФМ-слоев, запишем в следующем виде:

$$H = H_0 + V(+l) + V(-l), \quad (1)$$

$$H_0 = \sum_{\mathbf{k}} \sum_{\alpha} \varepsilon_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}\alpha}^{\dagger} a_{\mathbf{k}\alpha}, \quad (2)$$

$$V(\pm l) = \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'} \sum_{\alpha, \beta} a_{\mathbf{k}\alpha}^{\dagger} \left(U_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'}(\pm l) \delta_{\alpha\beta} + J_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'}(\pm l) (\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{M}(\pm l))_{\alpha\beta} \right) a_{\mathbf{k}'\beta} \times \exp(i(k_z - k'_z))(\pm l). \quad (3)$$

Здесь H_0 — гамильтониан объемного ПП, $a^{\dagger}(a)$ — оператор рождения (уничтожения), $\varepsilon_{\mathbf{k}}$ — энергетический спектр квазичастиц; (α, β) — спиновые индексы; $(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$ — квазиимпульсы блоховских состояний. Гамильтониан $V(\pm l)$ описывает взаимодействие ПП-матрицы с ферромагнитными δ -слоями,

которые моделируются бесконечно тонкими плоскостями ($z = \pm l$), расположенными вдоль направления роста структуры \mathbf{z} ; в направлениях \mathbf{x} и \mathbf{y} система считается однородной. Как следует из выражения (3), δ -слои возмущают как зарядовую, так и спиновую плотности в ПП-матрице. Мы рассматриваем спиновую плотность δ -слоя чисто классически, так что вектор $\mathbf{M}(\pm l)$ обозначает усредненную намагниченность «правого» $(+l)$ или «левого» $(-l)$ слоя, расстояние между δ -слоями равно $2l$. Полагаем, что векторы $\mathbf{M}(\pm l)$ лежат в плоскости (x, y) , $\mathbf{M}(\pm l) = M(\pm l)\mathbf{n}_{\pm}$, где \mathbf{n}_{\pm} — единичные векторы, $\boldsymbol{\sigma}$ — вектор, составленный из матриц Паули. Матричные элементы $U_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'}(\pm l)$ и $J_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'}(\pm l)$ описывают, соответственно, интенсивности потенциального и обменного рассеяния носителей на ферромагнитных δ -слоях. Полагаем следующие параметры гамильтониана (3) не зависящими от положения δ -слоев в ПП-матрице:

$$M(l) = M(-l) = M;$$

$$U_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'}(+l) = U_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'}(-l) = U_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'};$$

$$J_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'}(+l) = J_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'}(-l) = J_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'}.$$

Заметим также, что взаимодействие $V(\pm l)$ локально в направлении \mathbf{z} и строго периодическое (с периодом кристаллической решетки) в плоскости (x, y) , поэтому матричные элементы

$$U_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'} = U(\mathbf{k}_{\parallel} - \mathbf{k}'_{\parallel}), \quad J_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'} = J(\mathbf{k}_{\parallel} - \mathbf{k}'_{\parallel})$$

зависят только от разности продольных компонент квазиимпульса \mathbf{k}_{\parallel} и \mathbf{k}'_{\parallel} , принадлежащих первой зоне Бриллюэна.

Как уже отмечалось выше, мы не обсуждаем в данной работе природу возникновения ферромагнетизма в δ -слое, а просто рассматриваем этот слой как плоский ФМ-дефект в идеальной ПП-матрице с потенциальной $U(\pm l)$ и обменной $J(\pm l)$ компонентами гамильтониана (3). Такое предположение позволяет реализовать простую и физически наглядную схему аналитического расчета МОС. Предполагается, что квазичастицы, движущиеся в направлении \mathbf{z} , сильно рассеиваются на плоских ФМ-дефектах из-за наличия потенциального $U_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'}$ и обменного $J_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'}$ взаимодействий, но при этом остаются свободными в плоскости интерфейса (x, y) . Под влиянием этого рассеяния электронные состояния в ПП-матрице поляризуются по спину вблизи дефекта, распределение спиновой плотности квазичастиц в матрице определяет, в свою очередь, величину и знак обменной связи между плоскими ФМ-дефектами.

3. СПИН-ПОЛЯРИЗОВАННЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ СОСТОЯНИЯ, ИНДУЦИРОВАННЫЕ ПЛОСКИМИ ФЕРРОМАГНИТНЫМИ ДЕФЕКТАМИ

Рассмотрим однозонную модель квазичастиц со спектром $\varepsilon_{\mathbf{k}} = \varepsilon(\mathbf{k})$, где $\mathbf{k} = (k_x, k_y, k_z)$ — квазиимпульс, отсчитываемый от точки экстремума зоны (для определенности, от дна зоны проводимости). Отвечающая гамильтониану (1)–(3) функция Грина имеет вид

$$G_{\alpha\beta}(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \omega) = \delta_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'} \delta_{\alpha\beta} G^0(\mathbf{k}, \omega) + \delta G_{\alpha\beta}(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \omega), \quad (4)$$

где $G^0(\mathbf{k}, \omega) = (\omega - \varepsilon(\mathbf{k}))^{-1}$ — функция Грина объемного ПП;

$$\begin{aligned} \delta G_{\alpha\beta}(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \omega) = \\ = \delta_{\mathbf{k}_{\parallel}, \mathbf{k}'_{\parallel}} G^0(\mathbf{k}, \omega) T_{\alpha\beta}(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \omega) G^0(\mathbf{k}', \omega) \end{aligned} \quad (5)$$

— поправка, возникающая за счет взаимодействия квазичастиц $V(\pm l)$ (3) с внедренными в матрицу плоскими ФМ-дефектами. Функция

$$\begin{aligned} T_{\alpha\beta}(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \omega) = & \left[Q_{\alpha\beta}^+(\mathbf{k}_{\parallel}, \omega) \exp(i(k_z - k'_z)l) + \right. \\ & + Q_{\alpha\beta}^-(\mathbf{k}_{\parallel}, \omega) \exp(-i(k_z - k'_z)l) + \\ & + P_{\alpha\beta}^+(\mathbf{k}_{\parallel}, \omega) \exp(i(k_z + k'_z)l) + P_{\alpha\beta}^-(\mathbf{k}_{\parallel}, \omega) \times \\ & \left. \times \exp(-i(k_z + k'_z)l) \right] \Delta(\mathbf{k}_{\parallel}, \omega)^{-1} \end{aligned} \quad (6)$$

— полная t -матрица рассеяния носителей на сложном дефекте, состоящем из двух параллельных ФМ-слоев. Используются следующие обозначения:

$$\Delta = D^2 - 2g^2(K^2 + J^2M^2(\mathbf{n}_+ \cdot \mathbf{n}_-)) + g^4(U^2 - J^2M^2)^2, \quad (7)$$

$$\begin{aligned} Q_{\alpha\beta}^{\pm} = & D(K\delta_{\alpha\beta} + JM(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n}_{\pm})_{\alpha\beta}) - \\ & - g^2(U^2 - J^2M^2)(K\delta_{\alpha\beta} - JM(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n}_{\pm})_{\alpha\beta}), \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} P_{\alpha\beta}^{\pm} = & g(K^2 + J^2M^2(\mathbf{n}_+ \cdot \mathbf{n}_-))\delta_{\alpha\beta} - \\ & - g^3(U^2 - J^2M^2)^2\delta_{\alpha\beta} + \\ & + gKJM(\boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{n}_+ + \mathbf{n}_-))_{\alpha\beta} + \\ & + igJ^2M^2(\boldsymbol{\sigma} \cdot [\mathbf{n}_+ \times \mathbf{n}_-])_{\alpha\beta}, \end{aligned} \quad (9)$$

$$D = (1 - Ug_0)^2 - J^2M^2g_0^2, \quad (10)$$

$$K = (1 - Ug_0)U + J^2M^2g_0, \quad (11)$$

$$\begin{aligned} g_0 = & g_0(\mathbf{k}_{\parallel}, \omega) = G^0(l, l, \mathbf{k}_{\parallel}, \omega) = \\ & = G^0(-l, -l, \mathbf{k}_{\parallel}, \omega) = G^0(0, 0, \mathbf{k}_{\parallel}, \omega) = \\ & = \sum_{k_z} G^0(\mathbf{k}, \omega) = \int \frac{a_z dk_z}{2\pi} G^0(\mathbf{k}, \omega), \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} g = & g(\mathbf{k}_{\parallel}, \omega) = G^0(l, -l, \mathbf{k}_{\parallel}, \omega) = G^0(-l, l, \mathbf{k}_{\parallel}, \omega) = \\ & = \sum_{k_z} G^0(\mathbf{k}, \omega) \exp(2ik_z l) = \\ & = \int \frac{a_z dk_z}{2\pi} G^0(\mathbf{k}, \omega) \exp(2ik_z l), \end{aligned} \quad (13)$$

где $\mathbf{k}_{\parallel} = (k_x, k_y)$ — проекция квазиимпульса $\mathbf{k} = (\mathbf{k}_{\parallel}, k_z)$ на плоскость (x, y) , a_z — период кристаллической решетки ПП в направлении \mathbf{z} . Величины U и J суть соответствующие значения матричных элементов $U_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'} = U(\mathbf{k}_{\parallel} - \mathbf{k}'_{\parallel})$ и $J_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'} = J(\mathbf{k}_{\parallel} - \mathbf{k}'_{\parallel})$ в точке экстремума функции $\varepsilon(\mathbf{k})$. Заметим также, что выполняется соотношение

$$D = 1 - (U + K)g_0. \quad (14)$$

Полюсы матрицы рассеяния (6) задают энергетический спектр системы. Отметим, что детерминант $\Delta(\omega)$ параметрическим образом зависит от взаимной ориентации магнитных моментов внедренных слоев $(\mathbf{n}_+ \cdot \mathbf{n}_-)$ и от расстояния между ними $2l$. Поскольку рассматривается ситуация, только когда уровень Ферми находится в запрещенной зоне ПП, нас интересуют лишь решения уравнения $\Delta(\omega) = 0$ с отрицательными частотами, $\omega < 0$.

В пределе $l \rightarrow \infty$ и, соответственно, $g \rightarrow 0$ имеем ситуацию с уединенным плоским ФМ-дефектом. Ясно, что в системе с короткодействующим потенциалом притяжения, $U < 0$, всегда существует связанное состояние для квазичастицы, движущейся в перпендикулярном плоскости дефекта направлении. Двукратное вырождение этого состояния по проекции спина электрона снимается благодаря наличию магнитного момента дефекта, $JM \neq 0$, а спектр описывается простым соотношением $D(\omega) = 0$ или

$$g_0^{-1}(\mathbf{k}_{\parallel}, \omega) = U \pm JM. \quad (15)$$

В дальнейшем мы предполагаем, что выполняется условие $|U| > |JM|$.

В случае пары параллельных друг другу ФМ-плоскостей каждое состояние, свойственное структуре с уединенным дефектом, расщепляется на связанные и антисвязанные термы. Расщепление пропорционально перекрытию вдоль направления \mathbf{z} волновых функций состояний, локализованных на разных дефектах, т. е. величине $(g/g_0)^2$. Вследствие квантования поперечного (по отношению к плоскости дефектов) движения носителей заряда и спина в запрещенной зоне ПП-матрицы формируются четыре двумерные подзоны: $\omega = \omega_i(\mathbf{k}_{\parallel})$, $i = 1, 2, 3, 4$, i — индекс подзоны.

Вызванное парой плоских ФМ-дефектов изменение в плотности состояний системы (в расчете на один спин) описывается в нашей модели, с учетом соотношения (5), формулой

$$\delta N_\alpha(\omega) = -\frac{2}{\pi} \text{Im} \sum_{\mathbf{k}} T_{\alpha\alpha}(\mathbf{k}, \mathbf{k}, \omega) (G^0(\mathbf{k}, \omega))^2. \quad (16)$$

Чтобы упростить вычисления, представим исходный спектр квазичастиц как сумму «продольной» и «поперечной» составляющих, т. е.

$$\varepsilon(\mathbf{k}) = \varepsilon_{\parallel}(\mathbf{k}_{\parallel}) + \varepsilon_{\perp}(k_z).$$

Тогда легко записать изменение плотности состояний (16) в виде

$$\begin{aligned} \delta N(\omega) = \sum_{\alpha} \delta N_{\alpha}(\omega) = \frac{4}{\pi} \text{Im} \sum_{\alpha} \int d\varepsilon_{\parallel} N_2(\varepsilon_{\parallel}) \times \\ \times \left[K (D - g(U^2 - J^2 M^2)) \frac{\partial g_0}{\partial \omega} + \right. \\ \left. + g (K^2 + J^2 M^2 (\mathbf{n}_+ \cdot \mathbf{n}_-) - \right. \\ \left. - g^2 (U^2 - J^2 M^2)^2) \frac{\partial g}{\partial \omega} \right] \frac{1}{\Delta(\omega)}, \quad (17) \end{aligned}$$

где обычным образом введена двумерная плотность состояний:

$$\sum_{\mathbf{k}_{\parallel}} \rightarrow \int \frac{a_{\parallel}^2 d\mathbf{k}_{\parallel}}{(2\pi)^2} \rightarrow \int d\varepsilon_{\parallel} N_2(\varepsilon_{\parallel}),$$

a_{\parallel} — период кристаллической решетки полупроводника в плоскости (x, y) . В дальнейшем мы заменим «поперечный» индекс « \perp » на индекс подзоны, т. е. $\varepsilon_{\perp} \rightarrow \varepsilon_i$. После несложных преобразований сведем формулу (17) к следующему выражению:

$$\delta N(\omega) = \sum_i \int d\varepsilon_{\parallel} N_2(\varepsilon_{\parallel}) \delta(\omega - \omega_i(\mathbf{k}_{\parallel})), \quad (18)$$

где

$$\omega_i(\mathbf{k}_{\parallel}) = \varepsilon_i + \varepsilon_{\parallel}(\mathbf{k}_{\parallel}) \quad (19)$$

— закон дисперсии для i -й ветви электронного спектра, который определен выше как решение уравнения $\Delta(\omega) = 0$, $\delta(\omega)$ — дельта-функция. Отсчет энергии будем для определенности вести от дна объемной зоны проводимости, и в таком случае $\varepsilon_i < 0$. Данное допущение не ограничивает общности рассмотрения задачи, и все полученные в работе результаты справедливы и для случая расположения экстремума исходного спектра квазичастиц вблизи края валентной зоны. Энергия ε_i определяет положение минимума i -й подзоны относительно края

трехмерной зоны ПП-матрицы, иными словами, это глубина залегания связанного вдоль направления \mathbf{z} состояния в запрещенной зоне.

Чтобы провести конкретные вычисления, аппроксимируем электронный спектр объемного ПП параболической функцией

$$\varepsilon_{\mathbf{k}} = \frac{\mathbf{k}_{\parallel}^2}{2m_{\parallel}} + \frac{k_z^2}{2m},$$

где m_{\parallel} и m — соответственно «продольная» и «поперечная» эффективные массы вблизи дна зоны проводимости. С одной стороны, приближение эффективной массы вполне оправдано, если характерные энергии квазичастиц малы по сравнению с шириной разрешенной зоны полупроводника W : $|\omega| \ll W$. С другой стороны, оно позволяет значительно упростить вычисления. Действительно, функции g_0 (12) и g (13) принимают довольно простой вид:

$$g_0 = -a_z \sqrt{\frac{m}{2(-\varepsilon)}}, \quad (20)$$

$$g = g_0 \exp\left(-2l\sqrt{2m(-\varepsilon)}\right), \quad (21)$$

где $\varepsilon = \omega - \varepsilon_{\parallel}$ — энергия поперечного к плоскости слоев движения электрона. Подставив величины g_0 (20) и g (21) в выражение (7), можно представить уравнение $\Delta(\omega) = 0$ в следующей форме:

$$\begin{aligned} (\sqrt{E} - 1)^4 - 2(A + B) (\sqrt{E} - 1)^2 - \\ - 4AB (\sqrt{E} - 1) - 2AB(\mathbf{n}_+ \cdot \mathbf{n}_-)E + \\ + A^2 B^2 + A^2 + B^2 - 2AB(A + B) = 0, \quad (22) \end{aligned}$$

где используются безразмерные единицы

$$\begin{aligned} E = \frac{|\varepsilon|}{\varepsilon_0}, \\ A = A(E) = \left(\frac{g}{g_0}\right)^2 = \exp(-L\sqrt{E}), \quad (23) \end{aligned}$$

$$B = \left(\frac{JM}{U}\right)^2, \quad L = 4lma_z|U|,$$

$\varepsilon_0 = ma_z^2 U^2 / 2$ — абсолютная величина энергии связанного состояния, создаваемого одиночным немагнитным плоским дефектом с потенциалом U .

Решения уравнения (22), которые определяют дискретные уровни энергии $\varepsilon = \varepsilon_i$, могут быть найдены численно. На рис. 1 показана типичная картина зависимости положения уровня ε_i от расстояния между плоскими ФМ-дефектами, т. е. приведена функция $E(L)$ при заданной относительной ориентации магнитных моментов этих дефектов $(\mathbf{n}_+ \cdot \mathbf{n}_-)$.

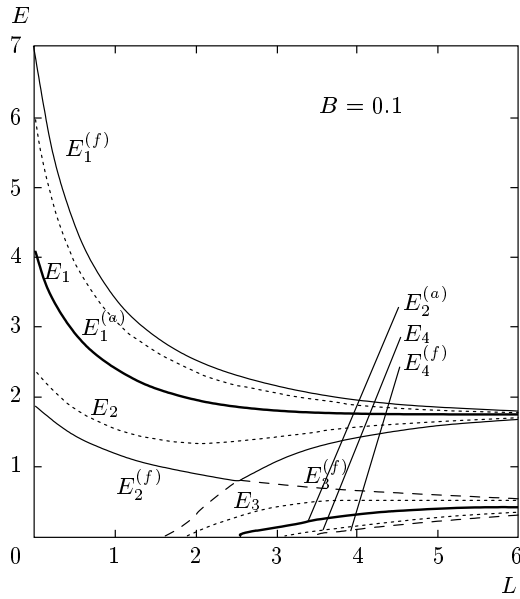


Рис. 1. Изменение положения края подзоны $E_i(L)$ с толщиной прослойки L при $B = 0.1$. Показаны четыре состояния с параллельными моментами, $E_i^{(f)}(L)$, два состояния с антипараллельными моментами, $E_i^{(a)}(L)$, и четыре неколлинеарных состояния $E_i(L)$ с ортогональными друг другу магнитными моментами на δ -слоях. Термы $E_2^{(f)}(L)$ (сплошная линия) и $E_3^{(f)}(L)$ (штриховая линия) соприкасаются друг с другом в точке $L \approx 2.56$

Если $(\mathbf{n}_+ \cdot \mathbf{n}_-) \neq -1$, то уравнение (22) имеет а) при $L > L_4$ — четыре действительных корня E_i (для определенности положим, что $E_1 > E_2 > E_3 > E_4$); б) при $L_3 < L < L_4$ — три корня ($E_1 > E_2 > E_3$); в) при $L < L_3$ — два корня ($E_1 > E_2$). Таким образом, с уменьшением расстояния между слоями два состояния из четырех одно за другим уходят из запрещенной зоны в область континуума, т. е. становятся резонансными состояниями. Упомянутые выше длины $L_{4,3}$ определяются из соотношения

$$L_{4,3} = \frac{2 \pm \sqrt{2B(1 + (\mathbf{n}_+ \cdot \mathbf{n}_-))}}{1 - B}.$$

Асимптотическое поведение функции $E(L)$ при $L > L_4$ и $L \gg 1$ при произвольной относительной ориентации моментов ФМ-дефектов можно выразить как

$$\begin{aligned} \sqrt{E_{1,2}(L)} &= \\ &= \sqrt{E_0^{(+)} \left[1 \pm \sqrt{A^{(+)}(L) (1 + (\mathbf{n}_+ \cdot \mathbf{n}_-)) / 2} + \Theta^{(+)}(L) \right]}, \end{aligned} \quad (24)$$

$$\begin{aligned} \sqrt{E_{3,4}(L)} &= \\ &= \sqrt{E_0^{(-)} \left[1 \pm \sqrt{A^{(-)}(L) (1 + (\mathbf{n}_+ \cdot \mathbf{n}_-)) / 2} + \Theta^{(-)}(L) \right]}, \end{aligned} \quad (25)$$

где

$$\Theta^{(\pm)}(L) = \pm \frac{A^{(\pm)}(L)}{4} \left[\frac{(1 - (\mathbf{n}_+ \cdot \mathbf{n}_-)) \sqrt{E_0^{(\mp)}}}{\sqrt{B}} - L(1 + (\mathbf{n}_+ \cdot \mathbf{n}_-)) \sqrt{E_0^{(\pm)}} \right],$$

$$A^{(\pm)}(L) = \exp \left(-L \sqrt{E_0^{(\pm)}} \right), \quad (26)$$

$E_0^{(\pm)} = (1 \pm \sqrt{B})^2$ — энергия связанного состояния электрона в запрещенной зоне в случае одиночного плоского ФМ-дефекта в ПП-матрице.

Как видно на рис. 1, характерной чертой подзон $\omega_i^{(f)}(\mathbf{k}_{\parallel}) = \varepsilon_i^{(f)} + \varepsilon_{\parallel}(\mathbf{k}_{\parallel})$ ($i = 1, 2, 3, 4$) в случае ФМ-конфигурации моментов плоских дефектов, $(\mathbf{n}_+ \cdot \mathbf{n}_-) = 1$, является соприкосновение термов $E_2^{(f)}(L)$ и $E_3^{(f)}(L)$ в некоторой точке, принадлежащей интервалу (L_3, L_4) . В то же время для АФМ-конфигурации моментов плоских дефектов, $(\mathbf{n}_+ \cdot \mathbf{n}_-) = -1$, когда полная намагниченность системы равна нулю, расщепление состояний квазичастиц по спину исчезает. Энергии двух вырожденных по спину подзон, $\omega_i^{(a)}(\mathbf{k}_{\parallel}) = \varepsilon_i^{(a)} + \varepsilon_{\parallel}(\mathbf{k}_{\parallel})$ ($i = 1, 2$), можно найти из уравнения

$$(\sqrt{E} - 1)^2 + AB - A - B = 0. \quad (27)$$

Для обозначения решений уравнения (27) используем символы $E_{1,2}^{(a)}$. Решение $E_2^{(a)}(L)$ существует при условии $L > 2/(1 - B)$. Асимптотическое поведение функции $E^{(a)}(L)$, когда $L \gg 1$, можно выразить формулой

$$\sqrt{E_{1,2}^{(a)}}(L) = \sqrt{E_0^{(\pm)}} \pm \frac{1 - B}{2\sqrt{B}} A^{(\pm)}(L), \quad (28)$$

если параметр B не очень мал; функция $A^{(\pm)}(L)$ определена выше (26). Значения $E_1^{(a)}$ и $E_2^{(a)}$ (28) совпадают соответственно с $E_{1,2}$ и $E_{3,4}$, если положить $(\mathbf{n}_+ \cdot \mathbf{n}_-) = -1$ в формулах (24), (25).

На рис. 1 мы проиллюстрировали зависимости $E_i(L)$ для различных магнитных конфигураций: ФМ, АФМ и неколлинеарной с $(\mathbf{n}_+ \cdot \mathbf{n}_-) = 0$ при заданном значении параметра B . Для последующего анализа важно отметить, что существует определенный порядок расположения термов вдоль оси энергии: $E_1^{(f)} > E_1^{(a)} > E_2^{(f)} > E_3^{(f)} > E_2^{(a)} > E_4^{(f)}$.

4. РАСЧЕТ ЭНЕРГИИ МОС

Строго говоря, следующим шагом в решении нашей задачи должно являться проведение расчета свободной энергии ПП-матрицы с ФМ-слоями при произвольной взаимной ориентации их магнитных моментов, а затем — нахождение оптимальной магнитной конфигурации системы при заданном полном числе квазичастиц. Такая процедура, однако, весьма громоздка, поэтому далее ограничимся рассмотрением лишь коллинеарных взаимных ориентаций магнитных моментов $\mathbf{M}(\pm l)$. Для упрощения анализа будем также считать, что плотность квазичастиц n в каждом ФМ-слое одинакова и строго фиксирована условием его электронейтральности. Как известно, для двумерной параболической зоны со спектром $\varepsilon_{\parallel}(\mathbf{k}_{\parallel}) = \mathbf{k}_{\parallel}^2/2m_{\parallel}$ величина плотности состояний равна нулю при $\omega < 0$ и не зависит от частоты при $\omega > 0$, т. е. $N_2(\omega) = N_2 h(\omega)$, где $N_2 = m_{\parallel} a_{\parallel}^2/2\pi$, $h(\omega > 0) = 1$ и $h(\omega < 0) = 0$. Запишем поправку к плотности состояний в виде

$$\delta N(\omega) = N_2 \sum_i h(\omega - \varepsilon_i), \quad (29)$$

где суммирование осуществляется по состояниям с $\varepsilon_i < 0$.

Для величины n имеем следующее выражение:

$$\begin{aligned} n &= N_2 \sum_{i=1}^4 \left(\mu^{(f)} - \varepsilon_i^{(f)} \right) h \left(\mu^{(f)} - \varepsilon_i^{(f)} \right) = \\ &= 2N_2 \sum_{i=1}^2 \left(\mu^{(a)} - \varepsilon_i^{(a)} \right) h \left(\mu^{(a)} - \varepsilon_i^{(a)} \right), \quad (30) \end{aligned}$$

где $\mu^{(f)}$ и $\mu^{(a)}$ — положение уровня Ферми соответственно для ФМ- и АФМ-конфигураций магнитных моментов $\mathbf{M}(\pm l)$; $\mu^{(f)} < 0$ и $\mu^{(a)} < 0$. Поправки δF к свободной энергии, вызванные рассеянием электронов на ФМ-слоях, для ФМ- и АФМ-конфигураций равны соответственно

$$\begin{aligned} \delta F^{(f)} &= \\ &= \frac{N_2}{2} \sum_{i=1}^4 \left(\left(\mu^{(f)} \right)^2 - \left(\varepsilon_i^{(f)} \right)^2 \right) h \left(\mu^{(f)} - \varepsilon_i^{(f)} \right), \quad (31) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \delta F^{(a)} &= \\ &= N_2 \sum_{i=1}^2 \left(\left(\mu^{(a)} \right)^2 - \left(\varepsilon_i^{(a)} \right)^2 \right) h \left(\mu^{(a)} - \varepsilon_i^{(a)} \right). \quad (32) \end{aligned}$$

Исключая величины $\mu^{(f)}$ и $\mu^{(a)}$ из выражений (31) и (32) с помощью соотношения (30), можем получить энергию МОС:

$$I = \delta F^{(f)} - \delta F^{(a)} \quad (33)$$

как функцию параметра n . Например, если значение n принадлежит интервалу (n_1, n_2) , где $n_1 = N_2 \left(\varepsilon_2^{(f)} - \varepsilon_1^{(f)} \right)$ и $n_2 = N_2 \left(2\varepsilon_3^{(f)} - \varepsilon_1^{(f)} - \varepsilon_2^{(f)} \right)$, то только нижние подзоны $(\omega_{1,2}^{(f)}$ и $\omega_1^{(a)})$ могут быть частично заполнены ($\varepsilon_{1,2}^{(f)} < \mu^{(f)}$ и $\varepsilon_1^{(a)} < \mu^{(a)}$), а все другие подзоны $\omega_{3,4}^{(f)}$ и $\omega_2^{(a)}$ — пустые ($\varepsilon_{3,4}^{(f)} > \mu^{(f)}$ и $\varepsilon_2^{(a)} > \mu^{(a)}$); в результате имеем

$$I = \frac{n}{2} \left(\varepsilon_1^{(f)} + \varepsilon_2^{(f)} \right) - n\varepsilon_1^{(a)} - \frac{N_2}{4} \left(\varepsilon_1^{(f)} - \varepsilon_2^{(f)} \right)^2. \quad (34)$$

Как следует из формулы (34), для прослойки заданной толщины $2l$ (напомним, что энергии $\varepsilon_i^{(f)}$ и $\varepsilon_i^{(a)}$ суть функции от l) существует критическое значение $n_c(l)$, при котором энергия МОС обращается в нуль. Другими словами, варьируя заполнение ФМ-слоя n и расстояние между ФМ-слоями $2l$, можно менять не только величину МОС, но также ее тип с ФМ на АФМ, или наоборот.

В принципе, в явном виде выражения для энергии МОС (33), аналогичные (34), можно было бы записать и при других значениях параметра n (когда $n < n_1$ или $n > n_2$). Мы опустим соответствующие формулы и представим ситуацию графически. Для этого удобно ввести следующую функцию:

$$J(N, L) = I(N, L) \exp(L)/I_0, \quad (35)$$

где $N = 2n/N_2\varepsilon_0$ — безразмерный параметр заполнения ФМ-слоя, L — безразмерная толщина прослойки, даваемая формулой (23), множитель $\exp(L)$ используется для калибровки, $I_0 = N_2\varepsilon_0^2/2$. На рис. 2 представлено семейство кривых $J(N)$ для различных значений L при $B = 0.1$. Видно, что амплитуда МОС убывает экспоненциально, пропорционально $\exp(-L)$, с ростом L .

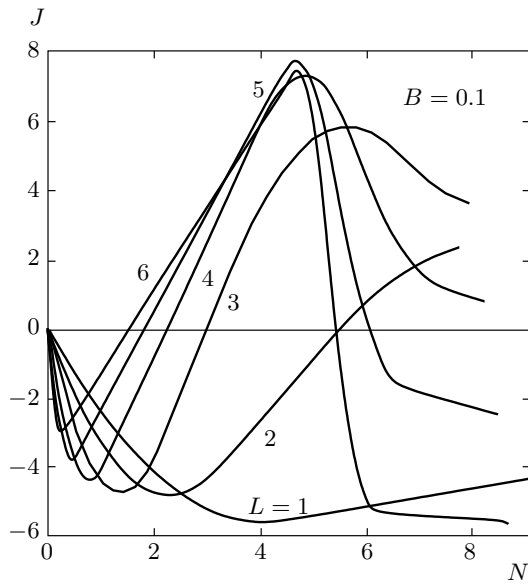


Рис. 2. Нормированный обменный интеграл $J(N, L) = I(N, L) \exp(L)/I_0$ как функция степени заполнения подзон N при различных толщинах прослойки L и $B = 0.1$

Важная черта зависимости энергии МОС от толщины прослойки L заключается в следующем. Если межслоевое расстояние мало (оценочно, $L < 1$ при $B = 0.1$), то МОС имеет ФМ-тип для любого N . В случае прослойки промежуточной толщины (оценочно, $1 < L < 4$ при $B = 0.1$) с ростом заполнения N характер МОС однократно меняется с ФМ на АФМ при некотором значении $N_c(L)$. Наконец, в случае толстой прослойки (оценочно, $L > 4$ при $B = 0.1$) МОС меняет свой тип дважды с ростом параметра N : сначала с ФМ на АФМ при $N_c^{(1)}(L)$, а затем с АФМ вновь на ФМ при $N_1^{(2)}(L)$.

Наряду с «естественной» ситуацией заданной плотности квазичастиц в каждом ФМ-слое физически допустима и альтернативная ситуация, когда из-за наличия внешнего по отношению к ФМ-слоям «источника» квазичастиц задан уровень ферми-системы. В этом случае может иметь место значительное перераспределение заряда между ФМ-слоями и «источником». Например, в реальных ДМС с прослойками из легированного и сильно компенсированного ПП уровень Ферми может быть запиннирован вблизи пика плотности состояния узкой примесной зоны. Или, если ДМС входит в состав какой-либо гетероструктуры и образует интерфейс с другим материалом, положение уровня Ферми может задаваться электрическим полем вблизи интерфейса, и т. п. В

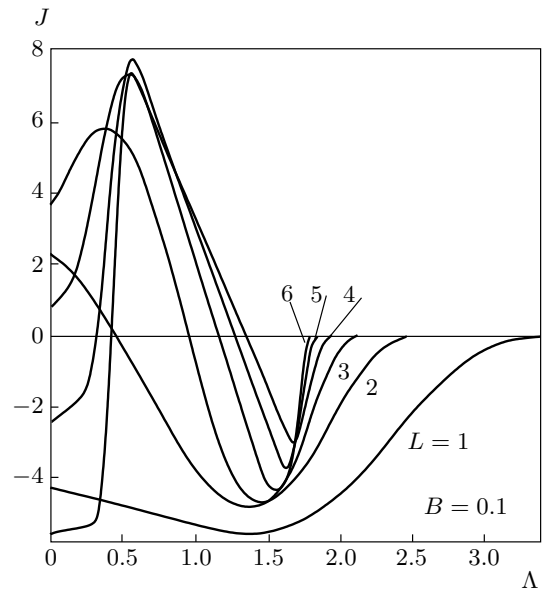


Рис. 3. Нормированный обменный интеграл $J(\Lambda, L) = I(\Lambda, L) \exp(L)/I_0$ как функция положения уровня Ферми Λ при различных толщинах прослойки L и $B = 0.1$

таком случае необходимо записать поправку к термодинамическому потенциалу: $\delta\Omega = \delta F - \mu n$, а энергию МОС определить как разность

$$I = \delta\Omega^{(f)} - \delta\Omega^{(a)}, \quad (36)$$

где выражения для $\delta\Omega^{(f)}$ и $\delta\Omega^{(a)}$ имеют вид

$$\delta\Omega^{(f)} = -\frac{N_2}{2} \sum_{i=1}^4 (\mu - \varepsilon_i^{(f)})^2 h(\mu - \varepsilon_i^{(f)}), \quad (37)$$

$$\delta\Omega^{(a)} = -N_2 \sum_{i=1}^2 (\mu - \varepsilon_i^{(a)})^2 h(\mu - \varepsilon_i^{(a)}), \quad (38)$$

соответственно, для ФМ- и АФМ-ориентаций векторов $\mathbf{M}(\pm l)$; $\mu < 0$.

В зависимости от положения уровня Ферми возможны следующие ситуации. Когда он лежит так глубоко в запрещенной зоне, что $\varepsilon_1^{(f)} > \mu$, естественно, имеем $\delta\Omega = 0$, и вклад в МОС отсутствует. Если $\varepsilon_1^{(a)} > \mu > \varepsilon_1^{(f)}$, то реализуется состояние с параллельными моментами на ФМ-слоях, и при этом $I = \delta\Omega^{(f)} = -N_2 (\mu - \varepsilon_1^{(f)})^2 / 2$. Если же $\varepsilon_1^{(a)} < \mu$, то ответ на вопрос о магнитной конфигурации системы оказывается не столь однозначным и требует детального анализа. Введем функцию $J(\Lambda, L) = I(\Lambda, L) \exp(L)/I_0$, где $I(\Lambda, L)$ — обменный интеграл (36), $\Lambda = |\mu|/\varepsilon_0$, множитель $\exp(L)$ используется для калибровки (масштабирования). На

рис. 3 представлено семейство кривых $J(\Lambda)$ для различных значений L при $B = 0.1$. Видно, что МОС в случае фиксированного μ демонстрирует поведение, в целом аналогичное тому, которое описано выше в случае фиксированного n . Величина магнитной связи между слоями убывает экспоненциально, пропорционально $\exp(-L)$, с ростом L , а знак МОС может меняться с изменением положения уровня Ферми и/или толщины прослойки. Если межслоевое расстояние мало (оценочно, $L \leq 1$ при $B = 0.1$), то МОС является ФМ для любого Λ . В случае прослойки промежуточной толщины (оценочно, $1 < L \leq 4$ при $B = 0.1$) с уменьшением параметра Λ связь однократно меняется с ФМ на АФМ при некотором значении $\Lambda_c(L)$. И, наконец, в случае толстой прослойки (оценочно, $L > 4$ при $B = 0.1$) МОС меняет свой тип дважды, когда уровень Ферми проходит от края двумерной ФМ-подзоны $\omega_1^{(f)}$ до края объемной зоны ПП: сначала с ФМ на АФМ при $\Lambda_c^{(1)}(L)$, а затем с АФМ (вновь) на ФМ при $\Lambda_c^{(2)}(L)$.

Если рассматривать ситуацию с другой позиции, когда при заданном значении n или μ меняется толщина прослойки L , то можно говорить о переключении между параллельной и антипараллельной магнитными конфигурациями системы при критическом значении L_c .

Воспользовавшись соотношениями (24)–(26) и (28), можно получить асимптотическое поведение МОС для больших расстояний между ФМ-слоями. При $L \gg 1$ имеем

$$I^{(\pm)} = -N_2 \varepsilon_0^2 E_0^{(\pm)} \left[2E_0^{(\pm)}(3 - \Lambda) + \left(L\sqrt{E_0^{(\pm)}} + \frac{2\sqrt{E_0^{(\mp)}}}{\sqrt{B}} \right) (\Lambda - E_0^{(\pm)}) \right] \times \exp\left(-\frac{2l}{\xi_{\pm}}\right), \quad (39)$$

где обозначение $I^{(+)}$ используется, если уровень Ферми задан в интервале $\varepsilon_2^{(f)} < \mu < \varepsilon_3^{(f)}$, а $I^{(-)}$, если $\varepsilon_4^{(f)} < \mu < 0$. Характерная длина

$$\xi_{\pm} = (2ma_z (|U| \pm |JM|))^{-1} \quad (40)$$

определяет масштаб пространственного затухания МОС. Приравняв к нулю предэкспоненциальный множитель в формуле (39), можно оценить зависимости $\Lambda_c^{(1)}(L)$ (из $I^{(+)} = 0$) и $\Lambda_c^{(2)}(L)$ (из $I^{(-)} = 0$) при различных значениях параметра B .

Если рассматривать нашу систему как выделенную элементарную ячейку периодической сверхструктуры вставленных в ПП-матрицу δ -слоев, то полученное решение, строго говоря, перестает быть точным. По идее, следовало бы рассмотреть модель с потенциалом типа Кронига–Пенни и наложить на волновые функции периодические граничные условия (что фактически и делается в зонных расчетах из первых принципов). При этом вместо двумерных энергетических подзон, т. е. «локализованных» в направлении поперечного движения состояний, отщепленных от трехмерного континуума, возникают узкие в направлении поперечного движения сильно анизотропные трехмерные подзоны, а исходная зона Бриллюэна сжимается в $S_1 = 2l/a_z$ раз вдоль направления роста сверхструктуры (a_z — параметр кристаллической решетки ПП-матрицы, $2l$ — расстояние между соседними δ -слоями). Для применимости используемого нами квазиклассического подхода необходимо очевидное условие $S_1 \gg 1$, но оно не является достаточным. Чтобы пренебречь влиянием соседних ячеек сверхструктуры при расчете энергии магнитной конфигурации ФМ-слоев внутри выделенной ячейки, необходимо выполнение более жесткого условия, $S_2 = 2l/\xi_{\pm} \gg 1$, где ξ_{\pm} — глубина одночастичного туннелирования в ПП-прослойке, ответственного за МОС. В нашей модели предполагается, что $\xi_{\pm} > a_z$ и $S_1 > S_2 \gg 1$, поэтому поправка к энергии магнитной конфигурации выделенной ячейки за счет влияния соседних ячеек содержит экспоненциально малый множитель порядка $\exp(-S_2)$, что позволяет надеяться на хорошую качественную применимость приближения выделенной ячейки для расчета энергии магнитной конфигурации периодической структуры в основном состоянии.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наша упрощенная однозонная модель описывает индуцированные ферромагнитными δ -слоями двумерные электронные состояния, энергетические уровни которых лежат в запрещенной зоне ПП. Хотя эти состояния локализованы на масштабе нескольких монослоев вблизи ферромагнитного δ -слоя, они играют весьма важную роль в МОС из-за сильного потенциального и обменного рассеяния носителей ПП-матрицы на встроенных в нее ФМ-плоскостях. К сожалению, на сегодняшний день отсутствуют экспериментальные данные по ДМС, позволяющие корректно получить параметры рассеяния. Мы можем дать только грубую оценку характерной длины ξ_{\pm} (40), основанную на зонных

расчетах [15–22]. Сопоставляя значение сдвига в плотности состояния для двумерных подзон со спинами, направленными вверх и вниз относительно объемной ПП-зоны, из работ [16, 17] с полученной нами зависимостью положения уровней E_i от толщины прослойки L для различных значений параметра B (одна из которых представлена на рис. 1), можно найти $|U| \approx 2-3$ эВ, $|JM| \approx 1-2$ эВ, $B^{1/2} \approx 0.25-0.75$. Если теперь принять $m = 0.1m_0$ (m_0 — масса свободного электрона) и $a_z \approx 5 \text{ \AA}$, то придем к оценке длины затухания МОС: $\xi_+ \approx 2-3 \text{ \AA}$.

Необходимо отметить, что помимо исследованного выше механизма МОС, в котором задействованы двумерные спин-поляризованные состояния, в ДМС, по-видимому, действует и более традиционный механизм МОС посредством виртуальных электронных переходов через запрещенную зону ПП E_g [27, 28]. Предварительный анализ показывает, что межзонная компонента обмена существенным образом определяется особенностями зонной структуры ПП-матрицы. Тем не менее, если взять зонные параметры конкретных ПП (таких как Si, Ge, GaAs), то соответствующий обменный интеграл всегда оказывается ферромагнитным по знаку и экспоненциально убывающим с ростом толщины прослойки, $I_{ib} \propto \exp(-2l/\zeta)$, где $\zeta = [2(m_c + m_v)E_g]^{-1/2}$, m_c и m_v — эффективные массы соответственно электронов и дырок.

Сформулируем некоторые нерешенные теоретические проблемы, касающиеся ДМС. По нашему мнению, самой принципиальной является задача построения спин-флуктуационной теории магнетизма для монослоя (субмонослоя) переходного металла, помещенного в ПП-матрицу. С другой стороны, стараясь приблизить нашу модель к реальным ДМС, мы сталкиваемся со следующими вопросами. Как описывать магнитный порядок в неоднородных двумерных слоях? Как описывать МОС в ДМС через прослойку сильно компенсированного ПП, содержащую примеси, кластеры или иные дефекты?

Было бы желательно расширить класс исследуемых ДМС, выйдя за рамки традиционно изучаемых (GaAs, GaSb)/Mn и (Si, Ge)/Mn структур путем вариации материала ПП-матрицы (например, GaN, GaP, (Ga, Al)As, бинарные сплавы типа $\text{Si}_x\text{Ge}_{1-x}$) или состава δ -слоев (например, Fe, Co, Cr и их сплавы). Было бы полезно провести сравнительный анализ магнитных свойств ДМС с различной морфологией и кристаллической ориентацией δ -слоев, где ионы металла не только замещают ионы ПП-матрицы, но и занимают междоузлия в монослоях (субмонослоях) с различными кристаллическими индексами

(001), (011), (111) и др.

Не выходя за рамки предложенной выше схемы МОС, можно было бы решить важную задачу о неколлинеарных магнитных состояниях в ДМС. Можно показать, что в рассматриваемой структуре с идеально плоскими ферромагнитными δ -слоями любое неколлинеарное состояние, $(\mathbf{n}_+ \cdot \mathbf{n}_-) \neq \pm 1$, энергетически менее предпочтительно, чем одно из двух рассмотренных коллинеарных состояний, ФМ с $(\mathbf{n}_+ \cdot \mathbf{n}_-) = 1$ или АФМ с $(\mathbf{n}_+ \cdot \mathbf{n}_-) = -1$. Однако если принять во внимание присущую реальной слоистой структуре шероховатость (roughness) δ -слоев, то неколлинеарная ориентация моментов соседних ФМ-плоскостей может оказаться наиболее выгодной для структуры с номинальной толщиной прослойки, близкой к критическому значению, при котором происходит смена знака обменного интеграла. Эффект шероховатости можно описать, к примеру, в рамках модели [29].

Итак, мы рассмотрели возможный механизм непрямого обмена между ферромагнитными δ -слоями в ДМС, приняв во внимание роль двумерных спин-поляризованных состояний, индуцированных этими слоями в ПП-матрице. Показано, что эффективная МОС может осуществляться путем своеобразного суперобмена через прослойку невырожденного ПП благодаря виртуальным переходам квазичастиц между частично заполненными двумерными спин-поляризованными состояниями, индуцированными ФМ-слоями, и краем объемной зоны ПП-матрицы, поэтому амплитуда связи экспоненциально затухает при большой толщине прослойки. Проведенный анализ показал, что МОС в ДМС может менять свой тип с ростом степени заполнения двумерных подзон или с увеличением межслоевого расстояния.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 07-02-00114-а).

ЛИТЕРАТУРА

1. Žutić, J. Fabian, and S. Das Sarma, Rev. Mod. Phys. **76**, 323 (2004).
2. R. K. Kawakami, E. Johnston-Halperin, L. F. Chen, M. Hanson, N. Guébels, J. S. Speck, A. C. Gossard, and D. D. Awschalom, Appl. Phys. Lett. **77**, 2379 (2000).
3. T. C. Kreutz, G. Zanelatto, E. G. Gwinn, and A. C. Gossard, Appl. Phys. Lett. **81**, 4766 (2002).

4. H. Luo, B. D. McCombe, M. H. Na, K. Mooney, F. Lehmann, X. Chen, M. Cheon, S. M. Wang, Y. Sasaki, X. Liu, and J. K. Furdina, *Physica E* **12**, 366 (2002).
5. X. Chen, M. Na, M. Cheon, S. Wang, H. Luo, B. D. McCombe, X. Liu, Y. Sasaki, T. Wojtowicz, J. K. Furdina, S. J. Potashnik, and P. Schiffer, *Appl. Phys. Lett.* **81**, 511 (2002).
6. B. D. McCombe, M. Na, X. Chen, M. Cheon, S. M. Wang, H. Luo, X. Liu, Y. Sasaki, T. Wojtowicz, J. K. Furdina, S. J. Potashnik, and P. Schiffer, *Physica E* **16**, 90 (2003).
7. A. M. Nazmul, S. Kobayashi, S. Sugahara, and M. Tanaka, *Physica E* **21**, 937 (2004).
8. A. M. Nazmul, S. Sugahara, and M. Tanaka, *Phys. Rev. B* **67**, 241308(R) (2003).
9. Y. D. Park, A. Wilson, A.T. Hanbicki, J. E. Mattson, T. Ambrose, G. Spanos, and B. T. Jonker, *Appl. Phys. Lett.* **78**, 2739 (2001).
10. S. Cho, S. Choi, S. C. Hong, Y. Kim, J. B. Ketterson, B.-J. Kim, Y. C. Kim, and J.-H. Jung, *Phys. Rev. B* **66**, 033303 (2002).
11. H. Weng and J. Dong, *Phys. Rev. B* **71**, 035201 (2005).
12. M. Bolduc, C. Awo-Affouda, A. Stollenwerk, M. B. Huang, F. G. Ramos, G. Agnello, and V. P. LaBella, *Phys. Rev. B* **71**, 033302 (2005).
13. D. E. Burgler, M. Buchmeier, S. Gramm, S. Eisebitt, R. R. Gareev, P. Grunberg, C. L. Jia, L. L. Pohlmann, R. Schreiber, M. Siegel, Y. L. Qin, and A. Zimina, *J. Phys.: Condens. Matter* **15**, S443 (2003).
14. Г. С. Патрин, С. Г. Овчинников, Д. А. Великанов, В. П. Кононов, *ФТТ* **43**, 1643 (2001).
15. S. Sanvito and N. A. Hill, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 267202 (2001).
16. M. C. Qian, C. Y. Fong, W. E. Pickett, J. E. Pask, L. H. Yang, and S. Dag, *Phys. Rev. B* **71**, 012414 (2005).
17. M. C. Qian, C. Y. Fong, W. E. Pickett, *J. Appl. Phys.* **99**, 08D517 (2006).
18. X. H. Zhou, X. Chen, Y. Huang, H. Duan, L. Z. Sun, and W. Lu, *J. Appl. Phys.* **99**, 113903 (2006).
19. A. Continenza, F. Antoniella, and S. Picozzi, *Phys. Rev. B* **70**, 035310 (2004).
20. H.-Y. Wang and M. C. Qian, *J. Appl. Phys.* **99**, 08D705 (2006).
21. M. C. Qian, C. Y. Fong, K. Liu, W. E. Pickett, J. E. Pask, and L. H. Yang, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 027211 (2006).
22. H. Wu, P. Kratzer, and M. Scheffler, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 117202 (2007).
23. Т. Мория, *Спиновые флуктуации в магнетиках с коллективизированными электронами*, Мир, Москва (1988), с. 1.
24. Zhu-Pei Shi, P. Levy, and J. Fry, *Europhys. Lett.* **26**, 473 (1994).
25. V. V. Tugushev, V. N. Men'shov, I. A. Nechaev, and E. V. Chulkov, *Phys. Rev. B* **74**, 184423 (2006).
26. Г. Л. Бир, Г. Е. Пикус, *Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках*, Наука, Москва (1972), с. 1.
27. R. Sokel and W. A. Harrison, *Phys. Rev. Lett.* **36**, 61 (1976).
28. K. Xia, W. Zhang, M. Lu, and H. Zhai, *Phys. Rev. B* **56**, 14901 (1997).
29. J. C. Slonczewski, *J. Magn. Magn. Mat.* **150**, 13 (1995).