

Обменная связь в магнитных сплавах Ge:Mn с разделением фаз

В. Н. Меньшов, В. В. Тугушев

Российский научный центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

Поступила в редакцию 11 марта 2008 г.

Рассматривается механизм установления магнитного порядка в сплавах Ge:Mn, в процессе низкотемпературного выращивания которых внутри немагнитной матрицы происходит формирование сильно обогащенных марганцем ферромагнитных “наноклонок”. Для описания такого порядка предлагается модель эффективного обмена между ферромагнитными нитями, расположенными внутри сильно компенсированного невырожденного полупроводника.

PACS: 73.40.Sx, 75.70.-i

1. Проведенные разными группами исследования [1–6] разбавленных магнитных полупроводников (РМП) типа Ge:Mn показывают, что магнитное упорядочение в них в значительной мере обусловлено свойствами обогащенных Mn кластеров или включений, возникающих в результате сегрегации компонентов сплава на микро- и наномасштабах. В работе [1] вплоть до 110 К наблюдался ферромагнетизм (ФМ) в сплаве $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x$ с $x = 0.033$, полученном методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Авторы связали это явление, скорее, с формированием ФМ кластеров или преципитатов состава Mn_nGe_m , имеющих размер 2–6 нм в диаметре и на 10–15% более высокую концентрацию Mn по сравнению с матрицей, чем с изолированными примесями Mn в Ge. ФМ переход при $T_C \approx 285$ К и антиферромагнитный (АФМ) переход при $T_N \approx 150$ К были зафиксированы в сплаве Ge:Mn с высоким, до 6%, содержанием Mn [2]. Чтобы интерпретировать результаты магнитных измерений в Ge:Mn, авторам [3] пришлось ввести две различные температуры ФМ упорядочения: T_C^* и T_C , где более высокая $T_C^* \approx 300$ К (для образца с 5% Mn) отвечает появлению локального ФМ, а более низкая $T_C \approx 10$ К является точкой перколяционного перехода в ФМ состояние во всем образце. В то же время, транспортные измерения обнаруживают полупроводниковый характер проводимости системы $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x$ во всем температурном интервале. Как следует из результатов работы [4], не прямое ФМ взаимодействие в РМП Ge:(Mn, Fe) осуществляется локализованными дырками с концентрацией $n \sim 10^{20}$ см⁻³ и подвижностью $\mu \sim 10$ см²/В·с. Исследование образцов $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x$ с $x = 0.06$ показывает, что магнетизм в них связан с химическим разделением материала на обогащенные и обедненные марганцем области [5]. В работе [6] установлена явная корреляция между магнитными и структурными свойствами пленок

$\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x$ с $x = 0.05$, приготовленных методом низкотемпературной эпитаксии. Их суперпарамагнитное поведение связано с присутствием ФМ нанопреципитатов Mn_5Ge_3 , каждый из которых имеет гигантский магнитный момент порядка $2000\mu_B$.

Для РМП с концентрацией переходного металла до нескольких атомных процентов очень сложно провести различие между пространственно однородным сплавом и сильно неоднородным материалом, содержащим интерметаллические соединения или обогащенные металлом кластеры. Еще сложнее достоверно описать морфологию неоднородностей на наномасштабе. Однако совсем недавно было установлено [7–9], что в процессе низкотемпературного эпитаксиального роста тонких пленок Ge:Mn проявляется сильная тенденция к фазовому разделению сплава на компоненты и их самоорганизации (в англоязычной литературе употребляется термин “phase separated alloys”). При температуре роста порядка или ниже 120 °С происходит двумерный спиноподобный распад, проявляющийся в формировании обогащенных марганцем ФМ “наноклонок”, вставленных в обедненную марганцем немагнитную матрицу. “Наноклонки” выстроены параллельно друг другу вдоль направления роста структуры и имеют диаметр 2–3 нм, а среднее расстояние между ними составляет около 7 нм. В данной работе обсуждается возможный механизм магнитного упорядочения в таких сплавах.

2. Рассмотрим полуфеноменологическую модель двух параллельных ФМ нитей, вставленных в матрицу невырожденного полупроводника (ПП), принимая ФМ упорядочение внутри самих нитей как экспериментальный факт и не анализируя причину его возникновения. Наша цель заключается в выяснении механизма обменной связи между нитями и в описании зависимости этой связи от расстояния между нитями и положения уровня Ферми.

Гамильтониан H электронных состояний системы, описываемых операторами рождения (уничтожения) $a^+(a)$, запишем в виде

$$H = H_0 + V(+\rho/2) + V(-\rho/2) \quad (1)$$

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

$$V(\pm\rho/2) = - \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'} \sum_{\alpha, \beta} a_{\mathbf{k}\alpha}^+ (U_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'}(\pm\rho/2) \delta_{\alpha\beta} + J_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'}(\pm\rho/2) (\boldsymbol{\sigma} \mathbf{M}(\pm\rho/2))_{\alpha\beta}) a_{\mathbf{k}'\beta} \times \exp i(\mathbf{k}_{\perp} - \mathbf{k}'_{\perp})(\pm\rho/2). \quad (3)$$

Здесь H_0 – гамильтониан и $\varepsilon_{\mathbf{k}}$ – квазичастичный спектр ПП в отсутствие нитей; \mathbf{k}, \mathbf{k}' и α, β – квазиимпульсы и спиновые индексы, соответственно. Гамильтониан $V(\pm\rho/2)$ описывает взаимодействие ПП матрицы с ФМ нитями, вытянутыми вдоль оси \mathbf{z} и локализованными в точках $\mathbf{r} = \pm\rho/2$ на плоскости (x, y) ; $\mathbf{k} = (\mathbf{k}_{\perp}, k_z)$ – полный квазиимпульс, $\mathbf{k}_{\perp} = (k_x, k_y)$ – компонента квазиимпульса, перпендикулярная нитям. Векторы $\mathbf{M}(\rho/2)$ и $\mathbf{M}(-\rho/2)$ суть намагниченности “правой” и “левой” нитей: $\mathbf{M}(\pm\rho/2) = M \mathbf{n}_{\pm}$, \mathbf{n}_{\pm} – единичные векторы; $\boldsymbol{\sigma}$ – вектор, составленный из матриц Паули. Предполагается, что взаимодействие $V(\pm\rho/2)$ является локальным в плоскости (x, y) и однородным вдоль направления \mathbf{z} ; в дальнейшем считаем $U_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'}(\pm\rho/2) = U \delta_{k_z, k'_z}$ и $J_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'}(\pm\rho/2) = J \delta_{k_z, k'_z}$.

Функция Грина гамильтониана (1)–(3) 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 квазичастиц с гамильтонианом H_0 , а

$$\delta G_{\alpha\beta}(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \omega) = \delta_{k_z, k'_z} G^0(\mathbf{k}, \omega) T_{\alpha\beta}(\mathbf{k}, \mathbf{k}', \omega) G^0(\mathbf{k}', \omega), \quad (5)$$

$$T_{\alpha\beta} = (\mathbf{k}, \mathbf{k}', \omega) = [Q_{\alpha\beta}^+(k_z, \omega) \exp(i(\mathbf{k}_{\perp} - \mathbf{k}'_{\perp})\rho/2) + Q_{\alpha\beta}^-(k_z, \omega) \exp(i(\mathbf{k}_{\perp} - \mathbf{k}'_{\perp})\rho/2) + P_{\alpha\beta}^+(k_z, \omega) \exp(i(\mathbf{k}_{\perp} + \mathbf{k}'_{\perp})\rho/2) + P_{\alpha\beta}^-(k_z, \omega) \exp(-i(\mathbf{k}_{\perp} + \mathbf{k}'_{\perp})\rho/2)] \Delta(k_z, \omega)^{-1} \quad (6)$$

– соответственно добавка к функции Грина и полная T -матрица рассеяния квазичастиц на дефекте, состоящем из двух параллельных ФМ нитей, вставленных в объемную матрицу. Введены следующие обозначения:

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

$$Q_{\alpha\beta}^{\pm} = D(K\delta_{\alpha\beta} + JM(\boldsymbol{\sigma} \mathbf{n}_{\pm})_{\alpha\beta}) -$$

$$-g^2(U^2 - J^2 M^2)(K\delta_{\alpha\beta} - JM(\boldsymbol{\sigma} \mathbf{n}_{\pm})_{\alpha\beta}), \quad (8)$$

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

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

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

$$g_0 = g_0(k_z, \omega) = \sum_{\mathbf{k}_{\perp}} G^0(\mathbf{k}, \omega) = \int \frac{a_{\perp}^2 d\mathbf{k}_{\perp}}{(2\pi)^2} G^0(\mathbf{k}, \omega), \quad (12)$$

$$g = g(k_z, \omega) = \sum_{\mathbf{k}_{\perp}} G^0(\mathbf{k}, \omega) \exp(i\mathbf{k}_{\perp} \rho) = \int \frac{a_{\perp}^2 d\mathbf{k}_{\perp}}{(2\pi)^2} G^0(\mathbf{k}, \omega) \exp(i\mathbf{k}_{\perp} \rho), \quad (13)$$

где a_{\perp} – период кристаллической решетки ПП в плоскости (x, y) .

3. Полюсы матрицы рассеяния (6) определяют ветви одночастичного спектра, отщепленные от трехмерного зонного континуума под воздействием потенциала нитей. При этом определитель $\Delta(k_z, \omega)$ (7) параметрически зависит как от взаимной ориентации магнитных моментов нитей, $(\mathbf{n}_+ \mathbf{n}_-)$, так и от расстояния между ними, ρ . Совместим начало отсчета энергии с краем разрешенной зоны ПП и рассмотрим только решения уравнения $\Delta(k_z, \omega) = 0$ с отрицательными частотами, $\omega < 0$, поскольку нас интересует случай невырожденного ПП, когда уровень Ферми лежит внутри запрещенной зоны.

Если расстояние между нитями велико (формально $\rho \rightarrow \infty$ и $g \rightarrow 0$), задача сводится к тривиальному случаю двух не взаимодействующих линейных дефектов. Каждый такой дефект обладает короткодействующим двумерным потенциалом притяжения, $U < 0$, который образует связанное состояние квазичастицы в плоскости, ортогональной оси дефекта. Поскольку нить является ферромагнитной, $JM \neq 0$, то энергия связанного состояния, $\omega_{\pm}^{(1)}(k_z)$, зависит от направления спина частицы и определяется из уравнения $D = 0$ или $g_0^{-1}(k_z, \omega) = U \pm JM$. В дальнейшем будем считать, что выполняется условие $|U| > |JM|$.

Для дефекта, состоящего из двух взаимодействующих параллельных нитей, состояния $\{\omega_{\pm}^{(1)}(k_z)\}$ расщепляются на связывающие и антисвязывающие компоненты. Расщепление пропорционально интегралу перекрытия волновых функций, локализованных на разных нитях, то есть величине (g/g^0) . Таким образом, вследствие квантования поперечного к оси нитей движения частицы внутри запрещенной зоны ПП матрицы могут сформироваться четыре одномерных подзоны: $\omega = \omega_i(k_z)$, i – индекс подзоны, принимающий значения $i = 1, 2, 3, 4$.

Представим исходный одночастичный спектр в виде $\varepsilon_{\mathbf{k}} = \varepsilon(\mathbf{k}) = \varepsilon_{\perp}(\mathbf{k}_{\perp}) + \varepsilon_z(k_z)$. Принимая во внимание уравнение (5), можно записать изменение плотности состояний в запрещенной зоне ПП, возникающее благодаря рассеянию на дефекте из двух ФМ нитей, в виде

$$\delta N(\omega) = \sum_i \sum_{k_z} \delta(\omega - \omega_i(k_z)), \quad (14)$$

где $\omega_i(k_z) = \varepsilon_i + \varepsilon_z(k_z)$ – i -я ветвь состояний, спектр которых определяется решениями уравнения $\Delta(k_z, \omega) = 0$, $\delta(\omega)$ – дельта-функция. Используем параболическую зависимость для спектра $\varepsilon(\mathbf{k})$ вблизи края зоны: $\varepsilon(\mathbf{k}) = \mathbf{k}_{\perp}^2/2m_{\perp} + k_z^2/2m_z$, где m_z и m_{\perp} – соответственно продольная и поперечная эффективные массы квазичастицы. Энергии ε_i считаем малыми по сравнению с шириной объемной зоны W ($|\varepsilon_i| \ll W$). Функции g_0 (12) и g (13) в этих приближениях принимают простой вид:

$$g_0 = -N_2 \ln(1 + E^{-1}), \quad g = -2N_2 K_0(R\sqrt{E}). \quad (15)$$

Выше использованы безразмерные единицы: $E = |\varepsilon|/\varepsilon_0$, $R = \rho\sqrt{2m_{\perp}\varepsilon_0}$, где $\varepsilon = \omega - \varepsilon_z$ – энергия движения электрона в “поперечной” плоскости (x, y), ε_0 ($\varepsilon_0 \ll W$) – характерная энергия обрезания, которую можно связать с конечным радиусом “наноклонки” в реальном сплаве Ge:Mn, $r_0 \approx (2m_{\perp}\varepsilon_0)^{-1/2}$, моделируемой в нашем описании бесконечно тонкой нитью; $N_2 = m_{\perp}a_{\perp}^2/2\pi$ – двумерная плотность состояний; $K_0(\eta)$ – модифицированная функция Бесселя второго рода.

Подставляя величины g_0 и g (15) в (7), представим выражение $\Delta(k_z, \omega) = 0$ в виде

$$(Y - 1)^4 - 2(A + B)(Y - 1)^2 - 4AB(Y - 1) - 2AB(\mathbf{n}_+ \mathbf{n}_-)Y + (A + B - AB)^2 - 2AB = 0, \quad (16)$$

где введены следующие обозначения: $Y^{-1} = u \ln(1 + E^{-1})$, $A = A(\omega) = (g/g_0)^2$, $B = (JM/U)^2$, $u = N_2|U|$.

Действительные решения уравнения (16) дают положения краев одномерных подзон ε_i ($i = 1, 2, 3, 4$) относительно зонного континуума ПП. Если $(\mathbf{n}_+ \mathbf{n}_-) = 1$ (ФМ конфигурация моментов на нитях), уравнение (16) имеет: а) четыре корня ($E_1^{(f)} > E_2^{(f)} > E_3^{(f)} > E_4^{(f)}$) при $R > R_4$; б) три корня ($E_1^{(f)} > E_2^{(f)} > E_3^{(f)}$) при $R_4 > R > R_3$; в) два корня ($E_1^{(f)} > E_2^{(f)}$) при $R < R_3$. Таким образом, с уменьшением параметра R два из четырех состояний уходят поочередно из запрещенной в разрешенную зону ПП. Отметим также, что в некоторой точке,

принадлежащей интервалу (R_3, R_4) , уровни $E_2^{(f)}$ и $E_3^{(f)}$ касаются друг друга. На больших расстояниях R энергии $E_i^{(f)}$ асимптотически стремятся к значениям, которые соответствуют рассеянию на одной нити: $E_{1,2}^{(f)} \rightarrow E_{\pm}^{(1)}$ и $E_{3,4}^{(f)} \rightarrow E_{\pm}^{(1)}$ (где $E_{\pm}^{(1)} = |\varepsilon_{\pm}^{(1)}|/\varepsilon_0$).

В случае АФМ конфигурации магнитных моментов нитей, $(\mathbf{n}_+ \mathbf{n}_-) = -1$, когда полная намагниченность равна нулю, имеется пара двукратно вырожденных подзон, $\omega_i^{(a)}(k_z) = \varepsilon_i^{(a)} + \varepsilon_z(k_z)$, $i = 1, 2$. Обозначим соответствующие решения уравнения (16) через $E_{1,2}^{(a)}$. Действительный корень $E_2^{(a)}$ существует, если $R > 2/(1 - B)$. В асимптотике имеем: $E_{1,2}^{(a)} \rightarrow E_{\pm}^{(1)}$ при $R \rightarrow \infty$.

В явном виде решения уравнения (16) как функции параметров модели можно получить численным образом. Рис.1 демонстрирует типичную картину изменения положения края i -й подзоны, ε_i , с изме-

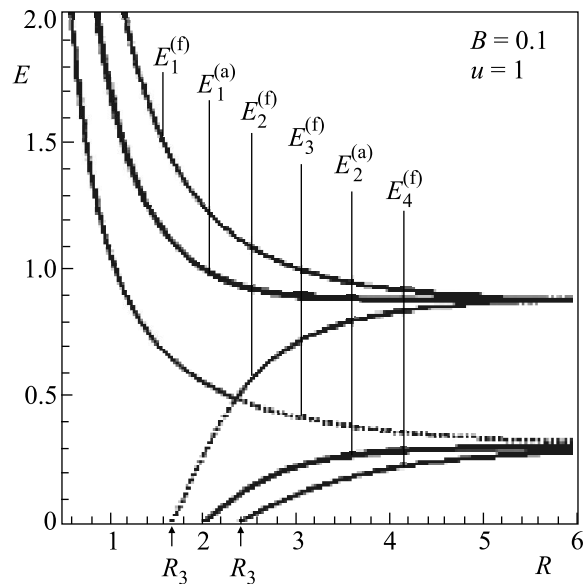


Рис.1. Изменение положения краев подзон $E_i^{(f)}(R)$ и $E_i^{(a)}(R)$ при изменении расстояния между нитями R для $B = 0.1$ и $u = 1$. Зависимость $E_3^{(f)}(R)$ показана пунктирной линией

нением расстояния между соседними нитями ρ как при параллельной, так и при антипараллельной ориентации магнитных моментов нитей для заданных констант взаимодействия u и B , то есть зависимости $E_i^{(f)}$ и $E_i^{(a)}$ от R .

Для дальнейшего анализа важно отметить, что, как видно из рис.1, существует определенная после-

довательность расположения уровней вдоль энергетической оси:

$$E_1^{(f)} > E_1^{(a)} > E_2^{(f)} > E_3^{(f)} > E_2^{(a)} > E_4^{(f)}.$$

В рассматриваемой модели плотность состояний в запрещенной зоне ПП, $\delta N(\omega)$ (14), имеет вид

$$\delta N(\omega) = \sum_i \frac{a_z \sqrt{2m_z}}{2\pi \sqrt{\omega - \varepsilon_i}} h(\omega - \varepsilon_i), \quad (17)$$

где суммирование проводится по состояниям с $\varepsilon_i < 0$, a_z – период кристаллической решетки ПП в направлении \mathbf{z} .

Строго говоря, следовало бы определить наиболее энергетически выгодную магнитную конфигурацию системы при условии сохранения полного числа квазичастиц в ней. Для произвольной конфигурации эта задача крайне громоздка, поэтому сделаем ряд упрощающих предположений, учитывающих в то же время свойства реальных материалов [7–9].

Во-первых, ограничимся только анализом коллинеарных магнитных состояний, когда векторы $\mathbf{M}(\pm \rho/2)$ либо параллельны, либо антипараллельны друг другу; заметим, что в настоящее время не имеется никаких экспериментальных данных, говорящих о реализации неколлинеарных состояний в системах типа [7–9].

Во-вторых, будем считать, что уровень Ферми, μ , жестко фиксирован “внешним” по отношению к нитям источником квазичастиц, явно не фигурирующим в гамильтониане (1)–(3). Дело в том, что в реальных пленках Ge:Mn “нанокolonки” вырастают в матрице сильно легированного ПП, где одновременное наличие акцепторов (атомов Mn, замещающих Ge в узлах решетки) и доноров (атомов Mn в междоузлиях) приводит к его сильной компенсации [7–9]. При этом уровень Ферми находится в узкой полосе плотности состояний, создаваемой крупномасштабным флуктуационным потенциалом примесных центров вблизи края разрешенной зоны ПП (конкретно, валентной зоны в экспериментах [7–9]). Таким образом, квазиодномерные состояния, отщепленные от континуума, частично заполнены квазичастицами, перешедшими либо с ионов переходного металла, которыми обогащены “нанокolonки”, либо с примесных центров внутри ПП матрицы (последние и являются в нашей модели “внешним” источником квазичастиц).

В указанных предположениях рассмотрим изменение термодинамического потенциала системы, вызванное влиянием нитей:

$$\delta \Omega = \int_{-\infty}^{\mu} d\omega \delta N(\omega) (\omega - \mu), \quad (18)$$

где $\delta N(\omega)$ имеет вид (17). Определим интеграл эффективного обмена между нитями как разность

$$I = \delta \Omega^{(f)} - \delta \Omega^{(a)}, \quad (19)$$

где $\delta \Omega^{(f)}$ и $\delta \Omega^{(a)}$ – величины изменения термодинамического потенциала (18) для случаев ФМ и АФМ ориентации моментов $\mathbf{M}(\pm \rho/2)$, соответственно. После интегрирования получим обменный интеграл как функцию μ :

$$I(\mu) = I_0 \left[2 \sum_i (E_i^{(a)} - \Theta)^{3/2} - \sum_i (E_i^{(f)} - \Theta)^{3/2} \right], \quad (20)$$

где суммирование проводится по заполненным состояниям, $E_i^{(f,a)} > \Theta$, и используются обозначения $\Theta = |\mu|/\varepsilon_0$, $I_0 = 2a_z \sqrt{2m_z} \varepsilon_0^3 / 3\pi$.

Анализ уравнения (20) показывает, что при заданных значениях U и JM (иначе говоря, параметров B и u) обменная связь между нитями может менять свой знак (причем не один раз) с изменением расстояния между нитями и заполнением отщепленных подзон. Кривые $\mu(\rho)$ (или $\Theta(R)$), которые разделяют области ФМ и АФМ связи, то есть вдоль которых обменный интеграл обращается в нуль, $I(\mu, \rho) = 0$, показаны на фазовой диаграмме системы на рис.2. Таким образом, варьируя уровень Ферми или расстояние между нитями, можно изменять характер обменной связи от ФМ к АФМ и наоборот.

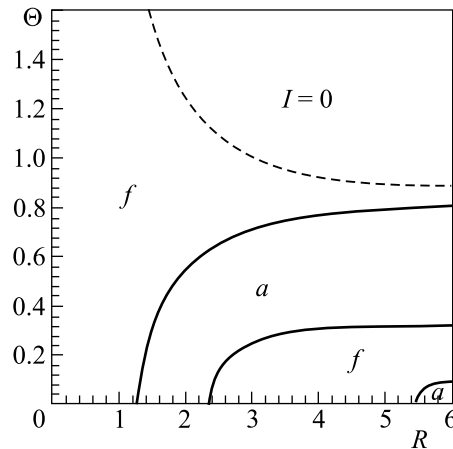


Рис.2. Фазовая диаграмма системы в случае фиксированного положения уровня Ферми для $B = 0.1$ и $u = 1$. Границы между ФМ и АФМ областями обозначены непрерывными кривыми $\Theta(R)$, вдоль которых обменный интеграл равен нулю; магнитная связь отсутствует выше штриховой линии $E_1^{(f)}$

Асимптотическое поведение обменного интеграла на больших расстояниях, $R \gg 1$, определяется формулой $I(\rho) \sim \exp(-\rho/\rho_0^{(\pm)})$, где характерная длина

$$\rho_0^{(\pm)} = \frac{r_0}{a_{\perp}} \left[\frac{\pi}{2m_{\perp}(|U| \pm |JM|)} \right]^{1/2} \quad (21)$$

есть масштаб затухания связи в размерных единицах. К сожалению, недостаточный объем экспериментальных данных не позволяет говорить о конкретных значениях микроскопических параметров системы, таких как U и JM . Мы можем дать только грубую оценку для характерной длины, $\rho_0^{(\pm)} = 1.5-1.8$ нм, которая основывается на следующих допущениях: $m_{\perp} = 0.04m_0$, $a_{\perp} = 0.56$ нм, $r_0 \approx 1$ нм и $|U| \pm |JM| \approx 3-4$ эВ.

4. Магнитные и транспортные свойства сплавов Ge:Mn с разделением фаз [7-9] крайне чувствительны к пространственному распределению магнитных ионов в ПП матрице. В неотожженных пленках обнаружено АФМ взаимодействие между соседними “наноклонками” и гигантское положительное магнитосопротивление (МС). Как уже говорилось выше, в указанных материалах акцепторы (атомы Mn, замещающие Ge) и доноры (атомы Mn в междоузлиях) почти точно компенсируют друг друга, а уровень Ферми находится ниже порога подвижности. В результате отжига атомы Mn перераспределяются как внутри матрицы, так и между матрицей и “наноклонками”, так что возрастает доля некомпенсированных акцепторов, появляется ФМ связь между “наноклонками” и малое отрицательное МС. Предложенная в данной работе модель позволяет связать такое изменение знака обменной связи между “наноклонками” с изменением положения уровня Ферми даже в случае невырожденной ПП матрицы. Само наличие об-

менной связи между “наноклонками” обусловлено в этом случае квазичастичными возбуждениями между трехмерными состояниями матрицы и квазиодномерными спин-поляризованными состояниями вблизи “наноклонок”, причем знак обмена может меняться с изменением расстояния между “наноклонками” и степени заполнения спин-поляризованных состояний. Разумеется, если уровень Ферми после отжига превосходит порог подвижности и происходит переход диэлектрик – металл, то ФМ связь между “наноклонками” может осуществляться и по стандартному механизму обмена типа РККИ через свободные носители.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 07-02-00114-а).

1. Y. D. Park, A. Y. Hanbicki, S. Erwin et al., *Science* **295**, 651 (2002).
2. S. Cho, S. Choi, S. C. Hong et al., *Phys. Rev. B* **66**, 033303 (2002).
3. A. P. Li, J. F. Wendelken, J. Shen et al., *Phys. Rev. B* **72**, 195205 (2005).
4. R. R. Gareev, Yu. V. Bugoslavsky, R. Schreiber et al., *Appl. Phys. Lett.* **88**, 222508 (2006).
5. J.-S. Kang, G. Kim, S. C. Wi et al., *Phys. Rev. Lett.* **94**, 147202 (2005).
6. S. Ahlers, D. Bougeard, N. Sircar et al., *Phys. Rev. B* **74**, 214411 (2006).
7. A. P. Li, C. Zeng, K. van Benthem et al., *Phys. Rev. B* **75**, 201201 (2007).
8. M. Jamet, A. Barski, T. Devillers et al., *Nat. Mater.* **5**, 653 (2006).
9. T. Devillers, M. Jamet, A. Barski et al., *Phys. Rev. B* **76**, 205306 (2007).