

Ферромагнетизм полупроводниковых структур с косвенным взаимодействием магнитных примесей через квазидвумерный канал проводимости

Е. З. Мейлихов, Р. М. Фарзетдинова

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

Поступила в редакцию 24 марта 2008 г.

В модели среднего поля рассматривается ферромагнетизм в слое магнитных примесных атомов, косвенно взаимодействующих через квазидвумерный канал проводимости в близлежащей квантовой яме. Взаимодействие возникает по механизму РККУ за счет провисания волновой функции носителей заряда, локализованных в модельной треугольной яме, в ту область, где расположены примеси. Найдены температура Кюри, ее зависимость от концентрации носителей в яме и глубины ямы. Результаты сопоставляются с экспериментальными данными, относящимися к структурам на основе магнитных разбавленных полупроводников типа $\text{Ca}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$.

PACS: 75.50.Pp, 75.75.+a

Магнитные полупроводниковые гетероструктуры с магнитным порядком и спин-поляризованными носителями представляют большой интерес для спинтроники. Одной из первых в этом направлении была работа [1], в которой наблюдался ферромагнитный переход в квантовой яме $\text{CdMgZnTe}(\text{N})/\text{CdTe}(\text{Mn})/\text{CdMgZnTe}$ с односторонним легированием. Ферромагнетизм в этой системе связывался с косвенным взаимодействием спинов Mn по механизму Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida (РККУ) [2]. Измеренная температура Кюри была низка ($T_C \approx 2\text{ K}$) и согласовывалась с моделью среднего поля. В работе [3] рассматривался ферромагнетизм в гетероструктуре $\text{CdMgTe}/\text{CdTe}/\text{CdTe}(\text{Mn})/\text{CdTe}/\text{CdMgTe}$, в которой слой $\text{CdTe}(\text{Mn})$, содержащий магнитные ионы Mn, находился внутри “немагнитной” квантовой ямы. Расчет температуры Кюри также проводился в рамках теории среднего поля, причем носители заряда (дырки) считались двумерными, а неоднородность их волновой функции в направлении, перпендикулярном плоскости канала, не принималась во внимание. Расчеты показали, что при оптимальных параметрах системы температура Кюри может достигать 5 К. В работе [4] исследовались две структуры на основе магнитного полупроводника $\text{GaAs}(\text{Mn})$ – одиночный гетеропереход $\text{GaAs}(\text{Mn})/\text{GaAlAs}(\text{Be})$ и квантовая яма $\text{GaAlAs}/\text{GaAs}(\text{Mn})/\text{GaAlAs}(\text{Be})$, немагнитные части которых содержали легирующий слой Be, поставляющий дополнительные носители заряда (дырки) в квазидвумерный канал проводимости в магнитной части структуры. Таким образом уда-

лось поднять температуру Кюри до приблизительно 100 К.

Во всех цитированных выше работах магнитные ионы находились “внутри” проводящего канала, что существенно уменьшало подвижность носителей. В связи с этим появился интерес к системам типа НЕМТ (High Electron Mobility Transistor), в которых проводящий канал и легирующая примесь разделены в пространстве. По этому пути пошли авторы работы [5], использовавшие гетероструктуру $\text{AlGaAs}(\text{Be})/\text{GaAs}/\delta\text{-Mn}/\text{GaAs}$, в которой δ -слой Mn отделялся от плоскости гетероперехода нелегированным GaAs-слоем (спейсером) толщиной $\Delta = 0\text{--}10\text{ nm}$ и применялось дополнительное легирование Be. В такой системе ферромагнетизм наблюдался (при $\Delta = 0$) вплоть до $T_C \approx 170\text{ K}$. В более поздней работе [6] тех же авторов эту температуру удалось поднять до величины $T_C \approx 250\text{ K}$, что, по-видимому, является рекордно высоким значением температуры Кюри для разбавленного магнитного полупроводника $\text{GaAs}(\text{Mn})$.

В работе [7] была построена теория ферромагнетизма в квантовых ямах с магнитным разбавленным полупроводником, возникающего за счет косвенного взаимодействия магнитных примесей через квазидвумерные дырки с квантованными уровнями энергии. Предполагалось, что магнитные примеси расположены внутри квантовой ямы шириной d . При этом, однако, не учитывалось то важное обстоятельство, что когда примеси и носители не разделены в пространстве, средняя длина l пробега носителей в яме становится настолько малой, что условие кван-

тования ($\lambda_F \gtrsim d^2$) нарушается (λ_F – де-бройлевская длина волны носителей заряда). Действительно, при типичной величине подвижности носителей заряда в пленках из разбавленного магнитного полупроводника GaAs(Mn) порядка $10 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ [8] приведенное неравенство выполняется только для ямы, ширина которой не превышает $\sim 10 \text{ \AA}$. В противном случае из-за сильного столкновительного уширения квантованием энергетических уровней носителей в таких пленках можно пренебречь и считать их эффективно трехмерными.

Ситуация принципиально меняется, когда используется так называемое одностороннее легирование (remote doping), при котором примеси и носители расположены по разные стороны гетероперехода. При этом подвижность носителей возрастает на 2–3 порядка по сравнению с предыдущим случаем и их, действительно, можно считать двумерными, а уровни их энергии квантованными. Именно этот случай рассматривается в настоящей работе, где исследуются процессы, приводящие к ферромагнетизму структур с разбавленными магнитными полупроводниками, в которых магнитные примеси и квазидвумерные носители заряда, обеспечивающие их взаимодействие, разделены в пространстве.

Для определенности мы будем рассматривать ферромагнетизм в разбавленном магнитном полупроводнике GaAs(Mn). Однако большая часть полученных выводов справедлива и для других материалов. В той части структуры (например, гетероперехода GaAs(Mn)/GaInAs), которой соответствует большее значение ширины ε_g запрещенной зоны, расположен слой электрически активных магнитных примесей (например, примесей Mn, которые в GaAs являются мелкими акцепторами). В результате перехода части зарядов с уровней примесных атомов в соответствующую зону второй части структуры (с меньшим значением ε_g) в последней вблизи плоскости гетероперехода образуется двумерный газ носителей (для акцепторных примесей – газ дырок) с поверхностной концентрацией N_s . Несмотря на пространственное удаление магнитных примесей от этого двумерного канала, между примесями может возникнуть косвенное взаимодействие (например, типа РККУ), приводящее к их магнитному упорядочению.

Электрическое поле F в области гетероперехода, направленное вдоль нормали (ось z) к его плоскости, формируется противоположными по знаку зарядами ионизованных примесей и подвижных двумерных носителей и приводит к образованию вблизи плоскости гетероперехода одномерной потенциальной ямы $U = U(z)$. Эффективная толщина d_0 проводящего

двумерного канала определяется размером той области, в которой волновая функция носителей заметно отлична от нуля. Именно в этой области и существует заметное электрическое поле. Точное самосогласованное определение потенциала $U(z)$ и волновых функций подвижных носителей заряда требует совместного решения уравнений Шредингера и Пуассона, которое обычно находится численными итерационными методами [9] (соответствующие численные расчеты могут быть проведены в режиме on-line [10]). Однако наша задача состоит в получении простых аналитических выражений, описывающих магнитные свойства рассматриваемой системы. В связи с этим мы будем использовать хорошо оправдавшую себя модель треугольной потенциальной ямы [9], которой соответствует следующее приближенное выражение для потенциальной энергии носителей в области пространственного заряда вблизи гетероперехода ($z = 0$ соответствует плоскости гетероперехода, см. рис.1):

$$U(z) = \begin{cases} -eF_1 d_1 & (z < -d_1) \\ U_0 + eF_1 z & (-d_1 < z < 0) \\ eF_0 z & (0 < z < d_0) \\ eF_0 d_0 & (z > d_0) \end{cases}, \quad (1)$$

где U_0 – скачок потенциала в плоскости гетероперехода. Хотя параметры d_0 , d_1 могут быть найдены с помощью упомянутой самосогласованной процедуры

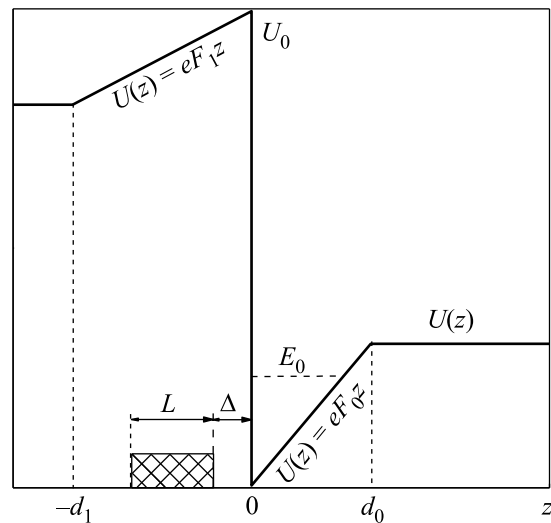


Рис.1. Потенциальная энергия носителей в области пространственного заряда вблизи гетероперехода ($z = 0$). E_0 – энергетический уровень носителей в квантовой яме глубиной U_0 , заштрихованная область толщиной L – слой магнитных примесей, отделенный от ямы спейсером толщиной Δ

(или вариационным методом [9]), их значения для нашей задачи (см. ниже) оказываются несущественными, что и оправдывает используемую простую модель.

Мы предполагаем, что плотность носителей в канале не очень велика, так что заселенным оказывается лишь нижний дырочный уровень E_0 , а эффективная ширина ямы настолько мала, что смещением подзон легких и тяжелых дырок можно пренебречь. Поверхностной плотности N_s дырок соответствует (отсчитываемая от первого квантового уровня) энергия Ферми $E_F = (\pi\hbar^2/m^*)N_s$ (m^* – масса дырки). Соответствующий волновой вектор равен k_F . Наклон кося “стенки” ямы определяется электрическим полем $F_0 \approx (4\pi/\kappa_0)eN_s$, создаваемым находящимися в яме дырками (κ_0 – диэлектрическая проницаемость полупроводника).

Положим сначала $d_0 = \infty$, что соответствует треугольной яме с бесконечно протяженной наклонной стенкой. Волновая функция, соответствующая поперечному движению двумерных носителей в яме ($z > 0$), описывается соотношением [11]

$$\psi_0(z) = c_0 \text{Ai}(q_0 z - \varepsilon_0), \quad (2)$$

в котором $\text{Ai}(z)$ – функция Эйри первого рода [12],

$$q_0 \equiv \left(\frac{2m^*}{\hbar^2} eF_0 \right)^{1/3}, \quad \varepsilon_0 \equiv E_0/E_{q_0}, \quad E_{q_0} \equiv \hbar^2 q_0^2/2m^*. \quad (3)$$

По другую сторону от вертикальной стенки ямы ($z < 0$)

$$\psi_1(z) = a_1 \text{Ai}[\xi(z)] + b_1 \text{Bi}[\xi(z)], \quad (4)$$

где

$$\xi(z) = q_1 z + u_1 - \varepsilon_1, \quad q_1 \equiv \left(\frac{2m^*}{\hbar^2} eF_1 \right)^{1/3}, \\ u_1 \equiv \frac{U_0}{E_{q_1}}, \quad E_{q_1} \equiv \frac{\hbar^2 q_1^2}{2m^*}, \quad \varepsilon_1 \equiv \frac{E_0}{E_{q_1}}, \quad (5)$$

$\text{Bi}(z)$ – функция Эйри второго рода [12].

Для глубокой потенциальной ямы (когда $U_0 \gg \gg E_0$) аргумент функций Эйри в (4) вблизи гетероперехода ($q_1|z| \sim 1$) положителен и велик: $\xi \gg 1$. В этом случае $\text{Ai}(\xi) \propto \exp(-2\xi^{3/2}/3) \ll \text{Bi}(\xi) \propto \exp(2\xi^{3/2}/3)$ [12], откуда следует, что в выражении (4) для волновой функции ψ_1 слагаемое, пропорциональное $\text{Ai}(\xi)$, можно опустить.

Энергетический уровень E_0 и отношение констант b_1/c определяются, как обычно, условиями сшивки функций $\psi_0(z)$, $\psi_1(z)$, из которых следует

$$q_0 \frac{\text{Ai}'(-\varepsilon_0)}{\text{Ai}(-\varepsilon_0)} = q_1 \frac{\text{Bi}'(u_1 - \varepsilon_1)}{\text{Bi}(u_1 - \varepsilon_1)}, \quad (6)$$

$$\frac{b_1}{c_0} = \frac{\text{Ai}(-\varepsilon_0)}{\text{Bi}(u_1 - \varepsilon_1)}. \quad (7)$$

С учетом приведенного выше асимптотического выражения для $\text{Bi}(\xi)$ соотношение (6) упрощается:

$$\frac{\text{Ai}'(-\varepsilon_0)}{\text{Ai}(-\varepsilon_0)} = \sqrt{u_0 - \varepsilon_0} \quad (u_0 \equiv U_0/E_{q_0}), \quad (8)$$

а волновая функция (4) принимает вид $\psi_1(z) = b_1 \text{Bi}(u_1 - \varepsilon_1) \equiv c_1 \exp[q_0 z \sqrt{u_0 - \varepsilon_0}]$, где введено обозначение $c_1 = b_1 \text{Bi}(u_1 - \varepsilon_1)$. Соотношение (7) записывается теперь следующим образом:

$$c_1/c_0 = \text{Ai}(-\varepsilon_0). \quad (9)$$

В этом приближении полная волновая функция носителей имеет вид

$$\psi(z') \approx c_0 \times \begin{cases} \text{Ai}(z' - \varepsilon), & z' > 0 \\ \text{Ai}(-\varepsilon_0) \exp(z' \sqrt{u_0 - \varepsilon_0}), & z' < 0 \end{cases}, \quad (10)$$

где $z' \equiv q_0 z$.

Решение уравнения (8) показывает, что при $u_0 > > 2$ энергия нижнего уровня ε_0 в яме (наименьший корень уравнения (8)) слабо зависит от u_0 и равна $\varepsilon_0 \approx 2$ (см. правую вставку на рис.2).

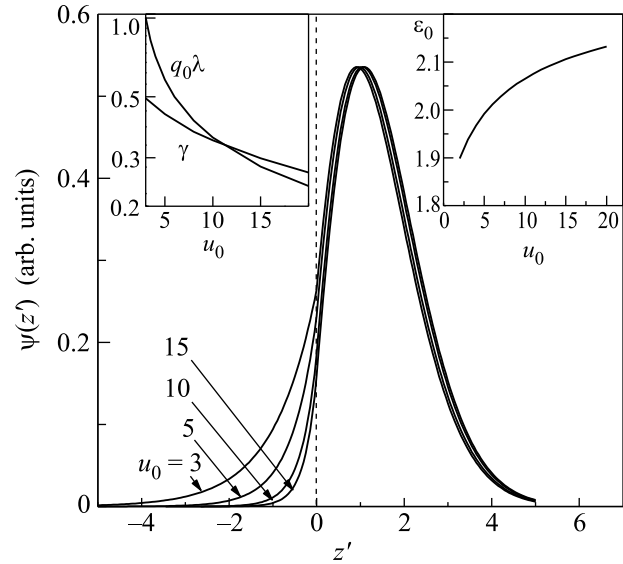


Рис.2. Волновые функции носителей заряда вблизи гетероперехода с квантовой ямой глубиной u . Зависимости энергии нижнего квантового уровня ε_0 (правая вставка) и параметров γ, λ (левая вставка) от глубины ямы

Значение волновой функции в яме максимально при $z' \approx 1$ и равно $\psi_{\max} \approx 0.54c_0$. Отношение $\gamma \equiv \psi(0)/\psi_{\max}$ и характерная длина λ спада волновой функции в области $z < 0$ существенно зависят

от глубины U_0 ямы (см. левую вставку на рис.2). Описываемые соотношением (10) волновые функции приведены на рис.2 (для $u_0 = 3 - 15$). Видно, что они заметно отличны от нуля лишь в области $0 \lesssim q_0 z \lesssim 3$. Это означает, что слой квазидвумерных носителей заряда, локализованных вблизи гетероперехода, имеет эффективную толщину $d_{\text{eff}} \approx 3/q_0$.

Напомним, что все выводы получены для треугольной ямы с бесконечно протяженной наклонной стенкой ($d_0 = \infty$). Однако они должны остаться в силе и для ямы конечной глубины $U(d_0) = eFd_0$, если только уровень энергии E_0 по-прежнему остается внутри ямы. Для этого требуется выполнение неравенства $E_0 < eFd_0$, которое (поскольку $E_0 \approx 2E_q$) можно записать в виде $d_0 > 2/q_0$. Но, как отмечено выше, эффективная толщина области, занятой квазидвумерными носителями, $d \approx 3/q_0$ и, следовательно, всегда $d_0 > d_{\text{eff}} > 2/q_0$. Таким образом, требуемое неравенство выполняется. Конечно, волновая функция носителей в яме конечной глубины отличается от той, которая была найдена для случая $d_0 = \infty$, однако существенно важный для нас параметр этой функции – отношение ее амплитуд в максимуме (при $z' \approx 1$) и в плоскости перехода ($z' = 0$) – остается неизменным.

Далее предполагаем, что магнитные примеси расположены равномерно в слое толщиной L , параллельном плоскости гетероперехода и отделенном от нее нелегированной прослойкой (спейсером) толщиной Δ (см. рис.1). Введем цилиндрическую систему координат, в которой начало отсчета оси z , перпендикулярной плоскости ямы, расположено теперь на той границе примесного слоя, которая удалена от квантовой ямы, а радиус-вектор ρ – параллелен плоскости перехода. В этой системе координат слой примесей расположен в области $0 < z < L$, а плоскости перехода соответствует $z = L + \Delta$.

Согласно (10), волновая функция носителей вне ямы спадает по экспоненциальному закону:

$$\psi(z)/\psi_{\text{max}} = \gamma e^{-(L+\Delta-z)/\lambda} \quad (11)$$

с характерной длиной $\lambda = 1/q_0 \sqrt{u_0 - \varepsilon_0}$.

Взаимодействие магнитных примесей осуществляется через локализованные в квантовой яме двумерные носители именно за счет “провисания” их волновой функции за пределы ямы¹⁾. При уменьшении глубины ямы U_0 эффективная длина такого про-

висания увеличивается, что делает взаимодействие примесей более эффективным.

Энергия РККУ взаимодействия может быть рассчитана по стандартной схеме [3] и отличается от соответствующего выражения для истинно двумерного случая [4] (когда взаимодействующие примеси и носители находятся в одной плоскости), во-первых, наличием фактора $[\psi(h)/\psi_{\text{max}}]^2 \cdot [\psi(z)/\psi_{\text{max}}]^2$, который дважды (для каждой из двух взаимодействующих примесей) учитывает упомянутое “провисание”, и, во-вторых, еще одним дополнительным фактором $\beta = \langle \psi^2 \rangle / \psi_{\text{max}}^2$, связанным с тем, что в рассматриваемом случае волновая функция носителей заряда в квантовой яме не двумерна, а лишь квазидвумерна, то есть зависит от координаты z . Поэтому при расчетах следует использовать не ее максимальное, а среднее (по области пространственного заряда в яме) значение, которое можно найти с помощью соотношения

$$\langle \psi^2 \rangle = C \left(\frac{1}{\Delta z} \int_0^\infty \psi^2(z) dz \right), \quad (12)$$

в котором

$$\Delta z = [\langle z^2 \rangle - \langle z \rangle^2]^{1/2} = \left\{ \int_0^\infty z^2 \psi^2(z) dz / \int_0^\infty \psi^2(z) dz - \left[\int_0^\infty z \psi^2(z) dz / \int_0^\infty \psi^2(z) dz \right]^2 \right\}^{1/2}$$

– эффективная ширина (дисперсия) волновой функции в яме, а численный множитель C подбирается так, чтобы соотношение (12) приводило к правильному результату для ступенчатой функции $\psi(0 < z < d) = 1/\sqrt{d}$, $\psi(z > d) = 0$, когда, очевидно, $\langle \psi^2 \rangle = 1/d$. Простой расчет для этого случая дает $C = 2\sqrt{3}$. Как видно из рис.2, вид волновой функции в яме очень слабо зависит от ее глубины, а поэтому и фактор β практически постоянен. Для найденной выше волновой функции (10) $\beta \approx 0.7$.

Таким образом, энергия взаимодействия двух примесей, одна из которых расположена в точке с координатами $z = h$, $\rho = 0$, а другая – в точке с координатами (z, ρ) , равна

$$W(h, z, \rho) = \beta \left[\frac{\psi(h)}{\psi_{\text{max}}} \right]^2 \left[\frac{\psi(z)}{\psi_{\text{max}}} \right]^2 \phi(\rho) = \\ = \beta \gamma^2 I_0 e^{-2(L+\Delta-h)/\lambda} \cdot e^{-2(L+\Delta-z)/\lambda} \phi(\rho), \quad (13)$$

¹⁾ примеси располагаются внутри ямы) можно оценить фактором $\psi_{\text{max}}^2 / \psi^2 [-(\Delta + \lambda)] = \gamma^{-2} e^{2(1+\Delta/\lambda)} \sim 10^2$.

где

$$\phi(\rho) = (k_F a)^2 [J_0(k_F \rho) N_0(k_F \rho) + J_1(k_F \rho) N_1(k_F \rho)] e^{-\rho/l} \quad (14)$$

– пространственная зависимость РККУ взаимодействия в двумерном случае. Здесь J , N – функции Бесселя, $I_0 = (J_{pd}/a)^2 m^*/8\pi^2 \hbar^2 a^2$ – характерная энергия взаимодействия, составляющая ≈ 0.1 эВ [14]. Последний множитель учитывает конечный пробег носителей [15]. При подвижности дырок $3000 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ (экспериментальное значение [16]) их длина пробега вдоль ямы составляет $l \sim 100a$ (a – постоянная решетки).

В рамках теории среднего поля будем характеризовать возникающее в системе примесей магнитное упорядочение величиной приведенной локальной намагниченности $j = j(z, \rho)$, которая совпадает со степенью поляризации примесей и заключена в пределах $-1 < j < 1$. Геометрическая анизотропия и симметрия системы приводят к тому, что локальная намагниченность везде направлена вдоль плоскости примесного слоя и зависит только от z : $j = j(z)$.

Эффективное магнитное поле $\delta H_{\text{РККУ}}$, создаваемое примесями элементарного объема dV , центрированного вблизи точки с координатами (z, ρ) , в точке расположения примеси с координатами $z = h$, $\rho = 0$ равно

$$\mu \cdot \delta H_{\text{РККУ}}(h, z, \rho) = -n_\mu j(z) W(h, z, \rho) dV, \quad (15)$$

где μ и n_μ – магнитный момент и концентрация магнитных примесей, соответственно. В континуальном приближении полное эффективное поле получается интегрированием выражения (15) по всему объему ($dV = 2\pi\rho d\rho dz$):

$$\begin{aligned} \mu H_{\text{РККУ}}(h) &= -2\pi n_\mu I_0 e^{-2(2L+2\Delta-h)/\lambda} \beta \gamma^2 \times \\ &\times \int_{z=0}^L e^{2z/\lambda} j(z) \left[\int_0^\infty \phi(\rho) \rho d\rho \right] dz. \end{aligned} \quad (16)$$

Последний интеграл в (16) равен

$$\begin{aligned} -\frac{\pi}{a^2} \int_0^\infty \phi(\rho) \rho d\rho &\equiv \Phi(k_F l) = \\ &= \{1 + 2k_F l [K(-1/4k_F^2 l^2) - E(-1/4k_F^2 l^2)]\}, \end{aligned} \quad (17)$$

где

$$E(x) = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1-x \sin^2 \theta} d\theta, \quad K(x) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\theta}{\sqrt{1-x \sin^2 \theta}}$$

– эллиптические интегралы. Если газ носителей в яме обладает металлической проводимостью, то $k_F l \gg 1$ и соответствующее разложение функции $\Phi(k_F l)$ в ряд имеет вид:

$$\Phi(k_F l) = 1 - \frac{\pi}{8k_F l} + \frac{3\pi}{256(k_F l)^3} + \dots \approx 1. \quad (18)$$

В теории среднего поля намагниченность в точке $z = h$ связана с определяемым соотношением (16) полным эффективным полем $\mu H_{\text{РККУ}}(h)$:

$$\begin{aligned} j(h) &= \tanh \left[\frac{\mu H_{\text{РККУ}}(h)}{kT} \right] = \\ &= \tanh \left[\left(\frac{2n_\mu a^2 \Phi(k_F l) \beta \gamma^2 e^{-4(L+\Delta)/\lambda}}{\tau} \right) \times \right. \\ &\quad \left. \times \left(\frac{1}{a} \int_{z=0}^L e^{2z/\lambda} j(z) dz \right) e^{2h/\lambda} \right], \end{aligned} \quad (19)$$

где $\tau = kT/I_0$ – приведенная температура. Решение этого нелинейного интегрального уравнения имеет вид

$$j(h) = \tanh(\alpha e^{2h/\lambda}), \quad (20)$$

где

$$\begin{aligned} \alpha &= \alpha(n_\mu, k_F, l, L, \Delta, \lambda, \tau) = \\ &= \frac{2n_\mu a^3}{\tau} \Phi(k_F l) \beta \gamma^2 e^{-4(L+\Delta)/\lambda} \left(\frac{1}{a} \int_{z=0}^L e^{2z/\lambda} j(z) dz \right) \end{aligned} \quad (21)$$

– параметр, который, согласно (20), определяет пространственное распределение намагниченности в примесном слое. Его величина определяется самосогласованным образом путем подстановки функции (20) в соотношение (21). Такая подстановка приводит к уравнению

$$[2\Phi(k_F l) \beta \gamma^2 n_\mu a^2 \lambda e^{-4(L+\Delta)/\lambda}] f(\alpha) = \tau, \quad (22)$$

в котором

$$f(\alpha) = \frac{2}{\alpha^2} \left[\frac{\cosh(\alpha e^{2L/\lambda})}{\cosh \alpha} \right]. \quad (23)$$

Вблизи температуры Кюри намагниченность мала ($j \rightarrow 0$), что, согласно (20), возможно только при $\alpha \rightarrow 0$. При этом $f(\alpha) \rightarrow e^{4L/\lambda} - 1$, и из (22) для температуры Кюри следует:

$$\begin{aligned} \tau_C &= [2\beta \gamma^2 \Phi(k_F l) n_\mu a^2 \lambda e^{-4(L+\Delta)/\lambda}] (e^{4L/\lambda} - 1) = \\ &= 2\beta \gamma^2 \Phi(k_F l) n_\mu a^3 (\lambda/a) e^{-4\Delta/\lambda} (1 - e^{-4L/\lambda}). \end{aligned} \quad (24)$$

Как и следовало ожидать, температура Кюри монотонно падает при уменьшении характерной длины λ спада волновой функции за пределами квантовой ямы.

Таким образом, при $k_F l \gg 1$, $4L/\lambda \gtrsim 1$ получаем следующее простое выражение для температуры Кюри

$$kT_C / I_0 n_\mu a^3 \approx 2\beta(\lambda/a)\gamma^2 e^{-4\Delta/\lambda}. \quad (25)$$

Оценим с помощью (25) величину T_C для гетероструктуры с δ -слоем Mn [5, 6], в котором $n_\mu a^3 \approx 1$, и плотностью дырок $N_s \approx 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Полагая $\kappa = 10$, находим $q_0 \approx 10^7 \text{ см}^{-1}$, $\lambda \approx 10^{-7} \text{ см}$. При значениях параметров $I_0 = 1000 \text{ К}$, $a = 5 \cdot 10^{-8} \text{ см}$, $L = a$, $\Delta = 0$ из (25) следует $T_C \approx 300 \text{ К}$, что соответствует экспериментальным данным [5, 6].

Однако часто δ -слой Mn “расплывается” настолько, что возникает почти однородно легированный слой $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ конечной толщины, в котором $n_\mu a^3 \approx x \approx 0.1$ [15]. По сравнению с предыдущим случаем температура Кюри падает при этом на порядок, что также соответствует эксперименту [4].

Температура Кюри сильно зависит от глубины ямы U_0 , которая определяет входящие в соотношение (25) параметры β и λ . Эта зависимость для плотности носителей в яме $N_s = 4.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (чему соответствует $q_0 a \approx 0.25$) представлена на рис.3. При

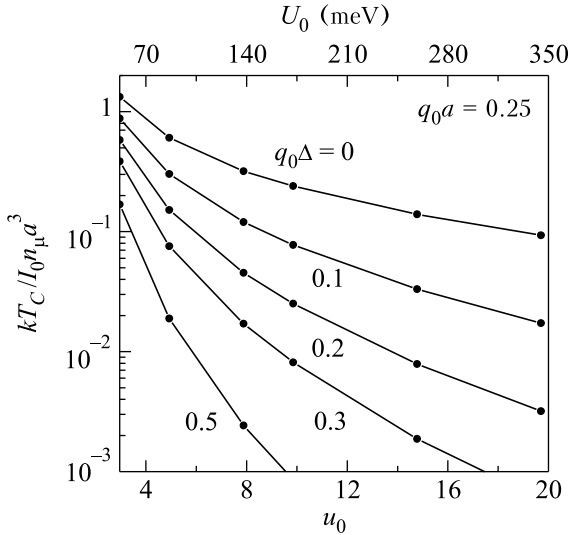


Рис.3. Зависимости температуры Кюри T_C от глубины ямы u_0 при различных толщинах Δ спейсера. Принято $q_0 a = 0.25$, чему соответствует плотность носителей в яме $N_s = 4.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$

двукратном уменьшении глубины ямы (например, от значения $U_0 = 0.14 \text{ эВ}$ до $U_0 = 0.07 \text{ эВ}$) температура Кюри повышается примерно в три раза (для случая

$\Delta = 0$). Увеличение ширины спейсера Δ приводит к быстрому снижению T_C .

Существенное влияние на температуру Кюри оказывает и плотность N_s носителей заряда в яме, определяющая параметр q_0 . Соответствующие зависимости $T_C(N_s)$ приведены на рис.4 для ямы глубиной

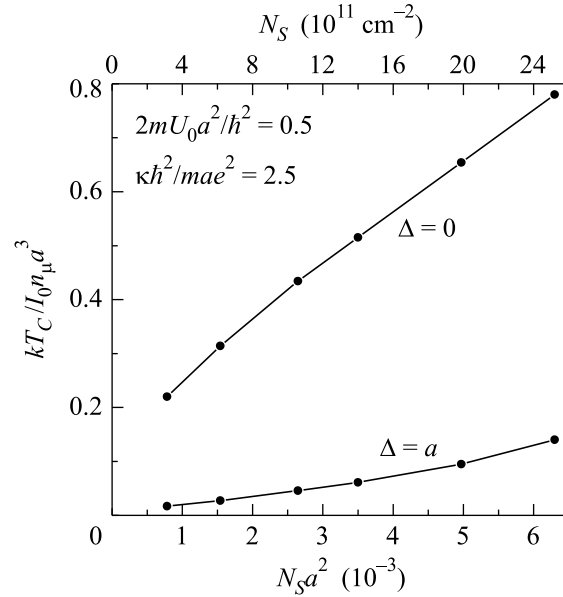


Рис.4. Зависимости температуры Кюри T_C от плотности N_s носителей заряда в яме при различных толщинах Δ спейсера. Принято $2mU_0 a^2 / \hbar^2 = 0.5$ (чему соответствует глубина ямы $U_0 \approx 140 \text{ мэВ}$) и $\kappa \hbar^2 / m a e^2 = 2.5$

$U_0 = 0.14 \text{ эВ}$. Они демонстрируют монотонный рост T_C при увеличении концентрации N_s (для $\Delta = 0$ – четырехкратный рост T_C при восьмикратном увеличении N_s).

Используя (24), можно записать уравнение (22) в виде

$$f(\alpha) = (e^{4L/\lambda} - 1) \frac{\tau}{T_C}. \quad (26)$$

С помощью этого соотношения мы можем определить величину параметра α для любого значения приведенной температуры τ/T_C , а затем (пользуясь (20)) — найти пространственное распределение $j(h)$ намагниченности в примесном слое.

Если тонкий ($L \ll d_0$) слой примесей расположен внутри квантовой ямы, то оценить температуру Кюри T_{C0} в этом случае можно, опустив в (24) все факторы, связанные с провисанием волновой функции за пределы ямы. Для этого достаточно устранить множитель β^2 (связанный с пониженным значением волновой функции носителей на краю ямы) и перейти к пределу $\lambda \rightarrow \infty$. В результате находим

$$kT_{C0} \approx 5.5(L/a)\Phi(k_F l)I_0. \quad (27)$$

Однако в этом случае носители в яме имеют очень малую подвижность (порядка $10 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ [13]), чему соответствует $k_F l \ll 1$ (сильно локализованные носители). При этом $\Phi(k_F l) \approx 2(k_F l)^2 \ln(1/k_F l) \ll 1$. Положив, например, $k_F l = 0.04$, получаем (при прежних значениях остальных параметров) $T_{C0} \approx 300 \text{ К}$. Перспективы таких систем с малоподвижными носителями для целей спинтроники еще предстоит оценить.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект # 06-02-16313, # 07-02-00927) и Международного научно-технического центра (проект # G-1335).

1. A. Haury, A. Wasiela, A. Arnoult et al., Phys. Rev. Lett. **79**, 511 (1997).
2. Д. Маттис, *Теория магнетизма*, М.: Мир, 1967.
3. M. A. Boselli, I. C. da Cunha Lima, and A. Ghazali, JAP **85**, 5944 (1999).
4. T. Wojtowicz, W. L. Lim, X. Liu et al., Appl. Phys. Lett. **83**, 4220 (2003).
5. A. M. Nazmul, S. Sugahara, and M. Tanaka, Phys. Rev. B **67**, 241308(R) (2003).
6. A. M. Nazmul, T. Amemiya, Y. Shuto et al., Phys. Rev. Lett. **95**, 017201 (2005).
7. Byounghak Lee, T. Jungwirth, and A. H. MacDonald, Phys. Rev. B **61**, 15606 (2000).
8. R. Moriya and H. Munekata, J. Appl. Phys. **93**, 4603 (2003).
9. T. Ando, A. Fowler, and F. Stern, Rev. Mod. Phys. **54**, 437 (1984).
10. <http://www.nd.edu/~gsnider/>; <http://www.wsi.tu-muenchen.de/nextnano3/>.
11. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика*, М.: Физматгиз, 1963.
12. M. Abramowitz and I. A. Stegun, Eds., *Airy Functions*, in: *Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs, and Mathematical Tables*, New York: Dover, 1972.
13. F. Stern, Sol. St. Comm. **21**, 163 (1977).
14. D. J. Priour, Jr., E. H. Hwang, and S. Das Sarma, Phys. Rev. Lett. **95**, 037201 (2005).
15. T. Dietl, A. Haury, and Y. Merle d' Aubigne, Phys. Rev. B **55**, R3347 (1997).
16. Б. А. Аронзон, В. А. Кульбачинский, П. В. Гурин и др., Письма в ЖЭТФ **85**, 32 (2007).