

ПРОЯВЛЕНИЕ ФАЗЫ СПИНОВОГО СТЕКЛА В АНИЗОТРОПИИ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$

А.Е.Беляев, Ф.В.Кириченко, Ю.Г.Семенов, Н.В.Шевченко

*Институт полупроводников Украинской АН
252650, Киев, Украина*

Поступила в редакцию 6 октября 1992 г.

Уменьшение анизотропии магнитосопротивления полумагнитного полупроводника $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, наблюдаемое при понижении температуры или с повышением концентрации Mn, обусловлено усилением "замороженных" в фазе спинового стекла локальных обменных полей, ассоциированных с акцепторами.

Магнитосопротивление кубических полумагнитных полупроводников (ПМП) p -типа характеризуется в области прыжковой и примесной проводимости рядом особенностей, связанных с перестройкой энергетического спектра как потолка валентной зоны Γ , так и уровней акцепторов в эффективном молекулярном поле $G_h = N_0\beta x < S >$. Последнее обусловлено обменным взаимодействием (β - соответствующая константа) зонных носителей тока (либо носителей, локализованных на акцепторах) с поляризованными в магнитном поле H спинами S магнитных ионов Mn^{2+} , концентрация которых N_0x . В частности, детально исследованный в ряде работ эффект гигантского отрицательного магнитосопротивления обусловлен так называемым явлением "вскипания" ², то есть уменьшения энергии связи E_A акцепторных уровней в поле G_h . В слабых полях $G_h \ll E_A$ эффект объясняется различием эффективных g -факторов свободных g_h^* и связанных g_A^* на акцепторах дырок (g^* учитывает вклад обменного поля в спиновые расщепления). В полях $G_h \gg E_A$ энергия связи E_A достигает минимальной величины, определяемой массой легких, а не тяжелых, как в случае $G_h = 0$, дырок ³. Вместе с ростом G_h волновые функции акцепторов приобретают аксиальную анизотропию: состояния с проекцией углового момента $p_A = +3/2$, отвечающей низшему спиновому подуровню энергии, вытянуты в поперечном к полю G_h направлении. Проявление данного эффекта наблюдалось в области прыжковой проводимости ⁴ при исследовании анизотропии магнитосопротивления $\eta^0 = \rho_{\parallel} / \rho_{\perp} > 1$ в $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ($x \leq 0,1$), монотонно возрастающего с увеличением намагниченности образцов $M \propto G_h$. Изменение M в ⁴ достигалось за счет изменения магнитного поля H , температуры T и состава ПМП x . Вместе с тем, измерения η^0 , проведенные нами для $x \geq 0,12$, привели к качественно иному результату.

На рис.1 показаны зависимости параметра анизотропии магнитосопротивления от магнитного поля для двух образцов p -типа с $x = 0,09$ и $x = 0,165$. Для образца с $x = 0,09$ (рис.1а) усилению η^0 отвечает увеличение его намагниченности, связочное с понижением температуры, в соответствии с ⁴. Для образца же с $x = 0,165$ (рис.1б) анизотропия магнитосопротивления при понижении температуры заметно уменьшается, вопреки тому, что температурная зависимость намагниченности, ожидаемая для $x > 0,15$ из измерений ⁵, в интервале $T = 2 - 4,2$ К практически отсутствует. При этом в интервале полей от 0 до 1,5 Тл при $T = 1,6$ К анизотропия магнитосопротивления вовсе не наблюдается в то время, как при 4,2 К значение η^0 достигает заметной величины уже при

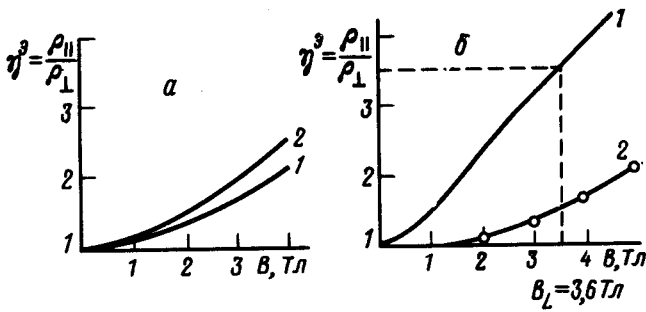


Рис.1. Зависимости параметра анизотропии магнитосопротивления ($\eta^3 = \rho_{\parallel} / \rho_{\perp}$) для двух образцов $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$: $a - p\text{-Hg}_{0,91}\text{Mn}_{0,09}\text{Te}$; $p\text{-Hg}_{0,835}\text{Mn}_{0,165}\text{Te}$. Кривые 1 и 2 соответствуют температурам 4,2 и 1,7 К. \times - расчетные значения

$H > 0,3$ Тл. Отметим также, что аналогичные измерения были проведены для образца с $x = 0,19$, в котором вообще не удалось обнаружить анизотропию магнитосопротивления в полях до 4,5 Тл при 1,6 К.

Таким образом, проведенные измерения показали, что величина η является не только функцией намагниченности, но также зависит от температуры и концентрации ионов Mn.

Отмеченные различия поведения $\eta^0 = \eta(H)$ при различных температурах могут быть связаны с переходом ПМП в фазу спинового стекла, в которой, согласно ⁶, должны оказаться при $T < 2$ К образцы с $x \geq 0,12$. Поскольку в фазе спинового стекла происходит замораживание магнитных моментов ионов, то же происходит и с локальными обменными полями G_i , определяющими как величину спинового расщепления, так и направления осей анизотропии для каждого акцепторного центра. Таким образом, несмотря на конечное значение хаотически направленных G_i , при $H = 0$ кристалл в целом остается изотропным, как и в парамагнитной фазе. В магнитном поле локальные поля G_i и соответствующие им локальные магнитные моменты $M_i \propto G_i$ изменяют свою ориентацию по направлению к H . Этот процесс, однако, в фазе спинового стекла происходит не так быстро, как в парамагнитной фазе, что связано с конкуренцией внешнего и внутренних полей, где последние стремятся разупорядочить G_i .

В соответствии со сказанным мы принимаем следующую модель:

1. Волновую функцию акцептора аппроксимируем анизотропной одноэкспоненциальной функцией с радиусами состояния a вдоль поля G_i в b поперек G_i : $\Psi(x) \propto \exp(-\sqrt{(x'^2 + y'^2)/b^2 + z'^2/a^2})$; где ось z' локальной системы координат выбрана вдоль G_i . Полагая $b > a$, следует отметить, что как величины, так и отношение b и a зависят от $|G_i|$, при этом для упрощения расчетов будем предполагать, что в спин-стеклянной фазе отношение b/a не изменяется под воздействием внешних магнитных полей, используемых в нашем эксперименте: $b/a = \text{const}$.

2. Будем пренебрегать флуктуациями величин локальных полей $\vec{\Delta}_{sg}$, но учтем их случайную ориентацию.

3. Роль внешнего магнитного поля будем учитывать как аддитивную поправку $G_0 = G_h + g\mu_B H$, одинаковую для всех локальных полей $\vec{\Delta}_{sg}$, в результате на каждый акцепторный центр действует локальное эффективное поле $G_i = \vec{\Delta}_{sg} + G_0$.

4. Поскольку в ансамбле одинаково ориентированных анизотропных примес-

ных центров рассчитанная в τ величина продольного магнитосопротивления $\rho_{\parallel} \propto 1/a^2$, а поперечного $\rho_{\perp} \propto 1/b^2$, искомую зависимость $\eta = \rho_{\parallel}/\rho_{\perp}$ будем искать в виде $\eta^T = \langle r_{\perp}^2 \rangle / \langle r_{\parallel}^2 \rangle$, где $\langle \dots \rangle$ означает усреднение по направлениям локальных полей G_i , а r_{\parallel}, r_{\perp} — протяженности волновой функции акцептора вдоль и поперек направления внешнего поля $H \parallel G_0$ (рис.2).

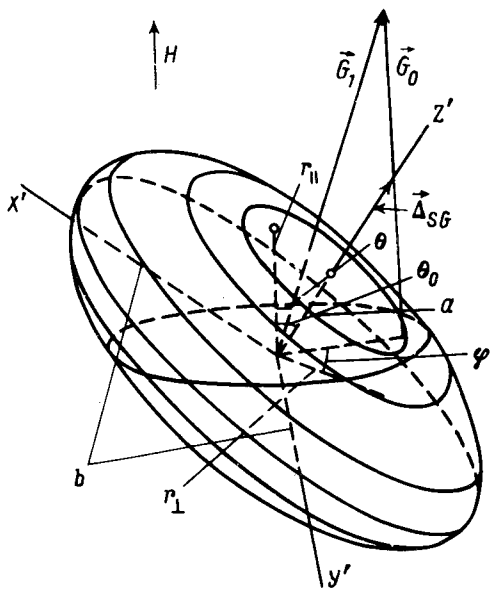


Рис.2. Схематическое изображение поверхности, определяемой уравнением $\Psi(\mathbf{r}) = \text{const}$, системы координат и углов, используемых в формулах (1) и (2)

С учетом сделанных предположений получаем следующие соотношения для r_{\parallel} и r_{\perp} :

$$r_{\parallel}^2 = \frac{a^2 b^2}{b^2 \cos^2 \theta + a^2 \sin^2 \theta}; \quad r_{\perp}^2 = \frac{a^2 b^2}{b^2 \sin^2 \theta \cos^2 \varphi + a^2 (\cos^2 \theta \cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi)}. \quad (1)$$

Здесь θ и φ — полярный и азимутальный углы G_i , связанные соответствующими углами θ_0 и φ_0 для Δ_{sg} соотношениями:

$$\varphi = \varphi_0; \quad \theta = \theta_0 - \delta\theta; \quad \sin^2 \delta\theta = \frac{G_0^2 \sin^2 \theta_0}{\Delta_{sg}^2 + G_0^2 + 2\Delta_{sg} G_0 \cos \theta_0}. \quad (2)$$

Подставив (2) в (1) и усреднив по θ_0 и φ_0 , мы нашли $\eta^T = \langle r_{\perp}^2 \rangle / \langle r_{\parallel}^2 \rangle$ при различных значениях b^2/a^2 и G_0/Δ_{sg} (рис.3). Видно качественное подобие рассчитанных кривых и измеренных для $x = 0,165$ (рис.1б). Количественное согласие достигается, если $G_0 = G_0(H)$ аппроксимировать линейной зависимостью (согласно проведенным измерениям $M = M(H)$ ⁵ такое приближение выполняется для $H < 4$ Тл), а в качестве Δ_{sg} выбрать $G_0(H_0)$, где $H_0 = 3,6$ Тл и $b^2/a^2 = 3,5$.

Независимой проверкой выбранной модели служат измерения параметра анизотропии $\eta_p^3 = \eta_p^3(H)$, проведенные для того же образца, но при $T = 4,2$ К, отвечающей парамагнитной фазе (рис.1б). При этом, поскольку в парамагнитной фазе в не слишком слабых полях $G_i(H) = G_0(H)$, что соответствует

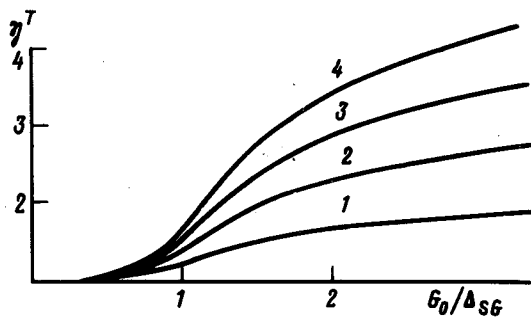


Рис.3. Рассчитанные зависимости параметра анизотропии $\eta^T = \langle r_{\perp}^2 \rangle / \langle r_{\parallel}^2 \rangle$ от эффективного обменного поля. Кривым 1, 2, 3, 4 отвечают отношения полуосей эллипсоида (рис.2) $b^2/a^2 = 2, 3, 4, 5$, соответственно

$\vec{\Delta}_{sg} = 0$, то найденное значение $b^2/a^2 = 3,5$ должно быть сопоставлено с наблюдаемой анизотропией η_p^g в парамагнитной фазе при 4,2К в поле H_1 , приводящему к $G_0 = G_0(H_0)_{T=1,7K}$. Для определения поля H_1 из уравнения $G_0(H_1)_{4,2K} = G_0(H_0)_{1,7K}$ достаточно знать зависимости намагниченности $M = M(H)$ для двух указанных температур. В⁵ были проведены такие измерения, но для набора образцов с $x = 0,1$; $x = 0,12$ и $x = 0,14$. В результате экстраполяции этих зависимостей к значению концентрации $x = 0,165$ было установлено, что намагниченность ПМП с погрешностью, не превышающей 5%, совпадает для двух указанных температур в области полей от 1 до 5Тл. Последнее означает, что с указанной точностью $H_1 = H_0 = 3,6$ Тл. Из приведенных на рис.1 результатов измерений для 4,2К видно, что полю 3,6Тл действительно отвечает параметр анизотропии $\eta_p^g = 3,5$.

Таким образом, проведенные исследования анизотропии магнитосопротивления показали, что на акцепторные состояния в ПМП с достаточно высокой концентрацией магнитной компоненты и при низких температурах действуют хаотически направленные сильные обменные поля. Их средняя величина, вычисленная для состава $x = 0,165$ с использованием значений $N_0\beta = 0,72$ эВ, $\langle S_z \rangle = 0,236$ ($T \leq 4$ К, $H = 3,6$ Тл) составляет $\Delta_{sg} \approx 28$ мэВ. С повышением концентрации Мп ожидаемая величина Δ_{sg} еще более возрастает, в то время как магнитная восприимчивость ПМП заметно падает, чем и объясняется практически полное отсутствие анизотропии магнитосопротивления для образца с $x = 0,19$ в полях до 4,5Тл.

1. T.R.Gawron, J. Phys. C **19**, 21 (1986).
2. T.Wojtowicz and A.Mycielski, Phys. **117-118**, 476 (1983).
3. А.Д.Быховский и др., ФТП **18**, 2094 (1984).
4. T.Wojtowicz et al., J. Cryst. Growth **72**, 385 (1985).
5. W.Dobrowolski et al., Lecture Notes in Phys. **152**, 302 (1982).
6. И.И.Ляпилин, И.М.Цидильковский, УФН **146**, 35 (1985).
7. Б.И.Шкловский, А.Л.Эфрос. Электронные свойства легированных полупроводников. М.: Наука, 1979, с.416.