

## АВТОВОЛНА СПИНОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ В МАГНИТОСМЕШАННОМ (ПОЛУМАГНИТНОМ) ПОЛУПРОВОДНИКЕ

Ю. Г. Семенов, В. А. Стефанович

В полумагнитном полупроводнике типа  $A_{1-x}Mn_xV^6$  в условиях, близких к необходимым для реализации безрезонаторной оптической бистабильности, может возникнуть автоволна локальной спиновой поляризации, устойчивая в определенной области параметров оптической накачки.

Реализация диссипативных структур в твердых телах требует, как правило, высокой плотности рассеиваемой мощности, когда становятся существенными нелинейные явления. Между тем парамагнитные спиновые системы уже при сравнительно низком уровне возбуждения проявляют нелинейность, связанную, например, с магнитным насыщением в условиях динамической поляризации, если только скорость спин-решеточной релаксации  $\tau_{eL}^{-1}$  достаточно мала. С этой точки зрения магнитосмешанные (полумагнитные) полупроводники (МСП) <sup>1</sup> являются перспективными материалами для реализации диссипативных структур. Так, в МСП возникает оптическая бистабильность при подсветке с энергией  $kv \approx E_g$  (в равновесии  $hv < E_g$ ) и интенсивностью, достаточной для такого "красного" смещения края фундаментального поглощения  $E_g$ , при котором резко усиливается коэффициент оптического поглощения  $\alpha = \alpha(hv - E_g)$ . В распространенном случае кубических МСП типа  $A_{1-x}Mn_xV^6$  механизм указанного смещения обусловлен изменением гигантского спинового расщепления энергетических зон <sup>1</sup>, пропорциональным динамической поляризации  $\Delta P$  локализованных спиновых моментов (ЛСМ) при обменном рассеянии (ОР) на них фотовозбужденных (светом  $\pi$ -поляризации) дырок. Возбуждаемые при этом электроны не участвуют в ОР с переворотом локализованных спиновых моментов и выпадают из рассмотрения <sup>2</sup>.

Степень отклонения  $\Delta P$  от равновесного значения  $P_0$  спиновой поляризации ЛСМ определяется для тонкого (по сравнению с  $\alpha^{-1}$ ) кристалла отношением скорости генерации неравновесных по спину электронно-дырочных пар к спин-релаксационному потоку  $n_l \tau_{eL}^{-1}$  ( $n_l$  — объемная концентрация ЛСМ). Ситуация качественно меняется в случае массивных образцов, когда оптической мощности не хватает для существенного изменения  $P$  во всем кристалле. Неравновесным при этом остается сравнительно непротяженный участок МСП с локально повышенной намагниченностью, в пределах которого происходит сужение запрещенной зоны  $E_g$  и поглощение основной части световой энергии. Локальная неоднородность намагниченности вдали от граней кристалла движется навстречу световому потоку вследствие спиновой диффузии в МСП, разделяя кристалл на ждущую, возбужденную и угнетенную (теневую) области. Анализ условий возникновения данного явления включает вывод уравнения для  $\Delta P$ , поиск автоволновых решений и рассмотрение их устойчивости.

В общем случае кинетическое уравнение для поляризации ЛСМ  $P$  выводится из системы уравнений для  $\Delta P$ , поляризации  $P_h$  и концентрации  $n_h$  фотовозбужденных дырок. Если рассматривать  $P$  как медленную переменную, которой подчинены быстрые переменные  $P_h$ ,  $n_h$ , а также считать диффузионную длину дырок достаточно короткой  $L_{h,op} = (D^h \tau_{op}^h)^{1/2} \ll \alpha_{max}^{-1}$  ( $\tau_{op}^h$  — время ОР дырок на ЛСМ в МСП,  $\tau_{op}^h \sim 10^{-10} - 10^{-11}$  с), то для  $\Delta P$  можно получить замкнутое уравнение, учитывающее вклады генерационного, спин-релаксационного и спин-диффузионного процессов

$$\frac{\partial \Delta P}{\partial t} = \frac{2\Sigma^*(\Delta P)}{n_l} - \Delta P \tau_{eL}^{-1} + D_s \frac{\partial^2 \Delta P}{\partial r^2}, \quad \frac{\partial \Delta P}{\partial r} \Big|_{r=r_f} = 0, \quad (1)$$

$$r=r_b$$

где

$$\Sigma^*(\Delta P) = (I_0/h\nu) \alpha(G_m^\pi \Delta P - \Delta E_0) \exp \left\{ -\int_{r_f}^r \alpha(G_m^\pi \Delta P' - \Delta E_0) dr' \right\},$$

$r_f$  — координата "лицевой" грани кристалла, сквозь которую проникает поток световой энергии с плотностью  $I_0$ ,  $D_s$  — коэффициент спиновой диффузии в направлении распространения света,  $\Delta E_0 = E_0^\pi - h\nu$ ,  $E_0^\pi$  — энергия зона-зонного перехода, активного в  $\pi$ -поляризации, при ненасыщающей  $P = P_0$ ,  $G_m^\pi$  — сдвиг  $E_0^\pi$  в пределе  $P \rightarrow 1$ .

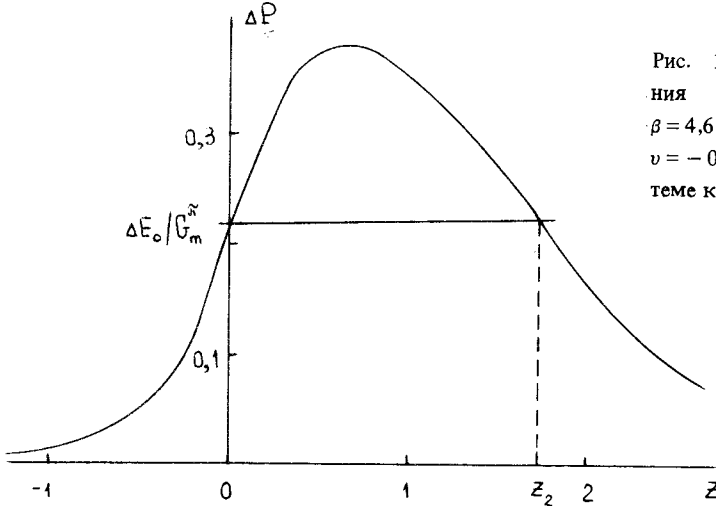


Рис. 1. Форма автоволны уравнения (2). Кривая построена для  $\beta = 4,63$ ;  $d = 0,3$ . Этому отвечает  $v = -0,5$ ;  $z_2 = 1,77$ . В выбранной системе координат  $z_1 = 0$

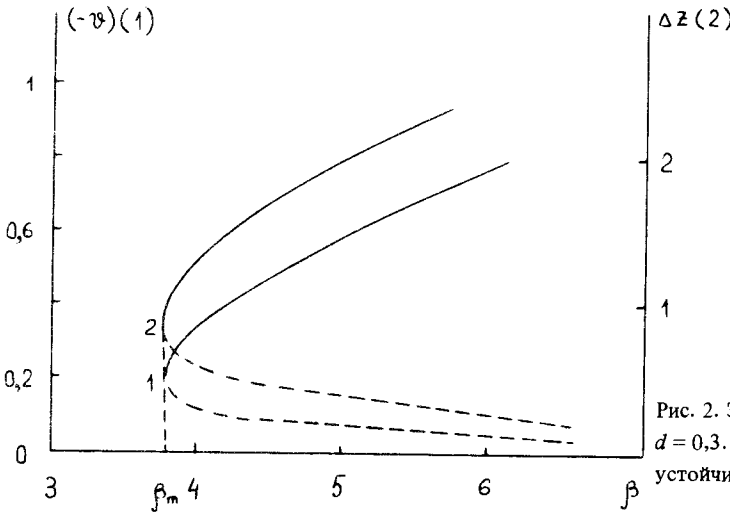


Рис. 2. Зависимость  $v(\beta)$  (1),  $\Delta z(\beta)$  (2).  $d = 0,3$ . Сплошная линия отвечает устойчивым автоволнам

Уравнению (1) приближенно удовлетворяет волновое решение  $\Delta P(r, t) = \Delta P(r - Vt)$  при выполнении следующих двух условий: 1) автоволна удалена от передней ( $r_f$ ) и задней ( $r_b$ ) граней кристалла; 2)  $\alpha^{-1}(\Delta E_0) \gg r_2 - r_1$ , где  $r_2 - r_1$  — характерная ширина автоволны. Уравнение (1) аналогично уравнению для концентрационного домена<sup>3</sup> и строго редуцируется в уравнение относительно автомодельной переменной  $\xi = r - Vt$ , если утрировать данные условия, полагая  $r_f \rightarrow -\infty$ ,  $r_b \rightarrow \infty$ ,  $\alpha(-\Delta E_0) = 0$ . Более того, проведенный анализ показал, что качественно свойства  $\Delta P(\xi)$  отражает аппроксимация  $\alpha(y) = \lambda^{-1} \Theta(y)$  ( $\Theta(y)$  — ступенчатая функция

Хевисайда), позволяющая записать (1) в виде

$$\hat{L}\Delta P = \begin{cases} -\beta \exp[z_1 - z], & z_1 \leq z \leq z_2 \\ 0, & z < z_1, \quad z > z_2 \end{cases} \quad (2)$$

$$\hat{L} = d \frac{\partial^2}{\partial z^2} + v \frac{\partial}{\partial z} - 1,$$

где  $d = D_s \tau_{eL} \lambda^{-2}$ ,  $v = V\tau/\lambda$ ,  $\beta = 2I_0 \tau_{eL} / h\nu n_l \lambda \left( \frac{\Delta E_0}{G_m^\pi} - P_0 \right)$ ,  $z = \xi/\lambda$ ;  $z_1, z_2$  — корни уравнения

$\Delta P(z) = \Delta E_0 / G_m^\pi$  (рис. 1). При этом условие непрерывности решений уравнения (2) по функции и производной в точках  $z_1$  и  $z_2$  дают уравнения для определения  $v$  и  $\Delta z = z_2 - z_1$  при всех значениях приведенной подсветки  $\beta$ , что позволяет полностью определить характеристики автоволны  $\Delta P(z)$ . Численные решения этих уравнений приведены на рис. 2. Они отражают физическую суть задачи: автоволна движется навстречу ( $V < 0$ ) световому потоку; само ее существование возможно лишь при достаточно интенсивной подсветке  $\beta > \beta_m$ . Таким образом кривая  $\beta_m = \beta_m(d)$  играет роль фазовой диаграммы равновесных систем и выделяет область значений  $\beta, d$ , при которых возбуждение автоволны возможно (рис. 3). Зависимость ширины автоволны  $\Delta z$  от  $\beta$  и  $d$  качественно подобна зависимости  $v = v(\beta, d)$  (рис. 2). При этом предельные значения  $V_m$  и  $\Delta z_m$  соответствуют одним и тем же  $\beta$  и  $d$ . Анализ устойчивости автоволны, проведенный с использованием общего уравнения (1) по отношению к флуктуациям  $\Delta r$ , показал, что решения, отвечающие нижним ветвям кривых  $v(\beta)$  (либо  $\Delta z(\beta)$ ), неустойчивы, в то время как решения, отвечающие **верхним** ветвям соответствующих кривых и описывающие увеличение скорости автоволны вместе с ее шириной при возрастании интенсивности оптической накачки, являются устойчивыми.

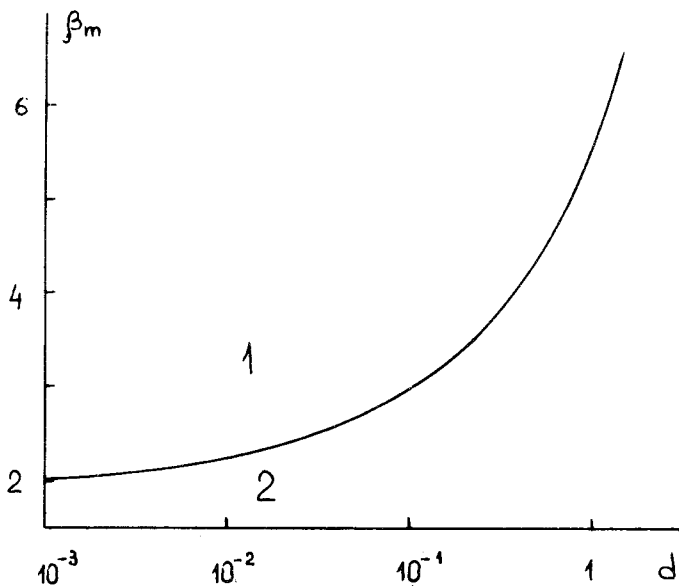


Рис. 3. Зависимость  $\beta_m(d)$ . Возбуждение автоволн возможно в области 1

Таким образом проведенные исследования показали, что в МСП при определенных условиях оптического возбуждения действительно может реализоваться автоволна спиновой поляризации, наблюдение движения которой по излучательной рекомбинации носителей после их ОР на ЛСМ позволило бы "визуализировать" спиновую диффузию в таких неупорядоченных магнетиках. Численные оценки, проведенные с использованием полученных выше резуль-

татов, показали, что в МСП  $\epsilon E_g = 2,5$  эВ,  $\chi = 2 \cdot 10^3$ ,  $\tau_{eL} = 10^9$  с,  $\lambda = 1$  мкм и  $d < 0,1$  для возбуждения автоволны необходима плотность подсветки не ниже  $I_0 = 1,5$  вт/см<sup>2</sup>. При этом скорость автоволны будет не ниже  $V = 0,02$  см/с.

Авторы благодарят С.М.Рябченко за обсуждения вопросов, затронутых в настоящей работе.

### Литература

#### 1. Изв. АН СС

1. *Рябченко С.М.* Изв. АН СССР, сер. физ., 1982, 46, 440.
2. *Семенов Ю.Г.* ФТП, 1986, 20, 1829.
3. *Кочелап В.А., Соколов В.Н.* КЭ, 1986, 31, 44.

Институт полупроводников  
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию  
23 января 1990 г.