

УДК 548:537.611.46

© 1993

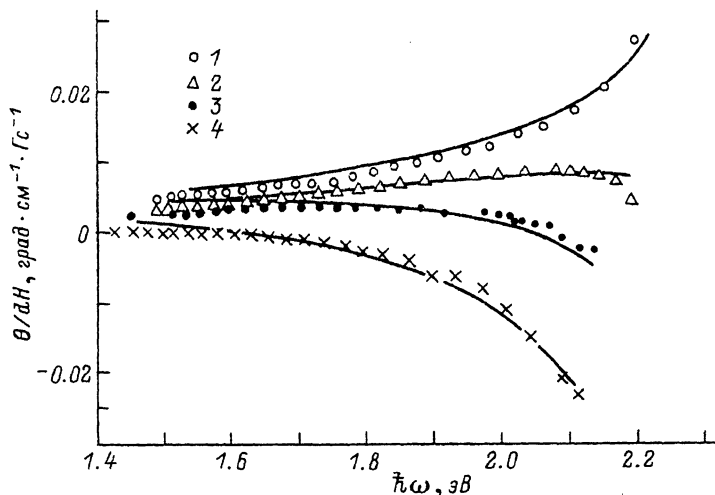
ВЛИЯНИЕ СПИН-ОРБИТАЛЬНО ОТЩЕПЛЕННОЙ ДЫРОЧНОЙ ЗОНЫ НА ЗНАК УГЛА ФАРАДЕЕВСКОГО ВРАЩЕНИЯ В ПОЛУМАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ $A_{1-x}^{II}-Mn_xB^{VI}$

Ф. М. Гашимзаде, Р. С. Надирзаде, А. М. Бабаев

В предлагаемой статье произведен расчет угла фарадеевского вращения в полумагнитных полупроводниках (ПМП) в рамках модели Кейна с учетом обменного расщепления зон. Показано, что учет электронных переходов из глубоколежащей спин-орбитально отщепленной дырочной зоны в зону проводимости приводит к изменению знака $\theta(\omega)$. Полученные теоретические зависимости $\theta(\omega)$ сравнены с экспериментальными данными для различных составов $Zn_{1-x}Mn_xTe$ при комнатной температуре.

Полумагнитные полупроводники представляют собой смешанные системы, содержащие парамагнитные атомы. В сплавах типа $A_{1-x}^{II}Mn_xB^6$ обменное взаимодействие s - и p -электронов с d -электронами Mn^{2+} приводит к существенной модификации фактора спектроскопического расщепления. Последнее, в частности, отражается на спектральной зависимости угла поворота плоскости поляризации света $\theta(\omega)$ вблизи края фундаментального поглощения.

В работах [1, 2] сообщалось об особенностях в спектральной зависимости эффекта Фарадея в полумагнитных полупроводниках $Cd_{1-x}Mn_xTe$ и $Zn_{1-x}Mn_xTe$. Вид дисперсионных кривых $\theta(\omega)$ в значительной степени зависит от температуры. Изменение содержания Mn при комнатной температуре приводит к существенной перестройке спектра вплоть до изменения знака угла поворота плоскости поляризации. Такое поведение $\theta(\omega)$ невозможно объяснить на основе стандартных представлений без привлечения сложной структуры валентной зоны полупроводниковых соединений $A_{1-x}^{II}Mn_xB^6$. Для образцов, не содержащих Mn, кривые межзонного фарадеевского вращения удовлетворительно описываются на основе теоретической формулы Бозварва и др. [3] для прямых разрешенных переходов, если ввести эффективный g^* -фактор и эффективную ширину запрещенной зоны, учитывающих наличие спин-орбитально отщепленной зоны дырок [4]. Так, например, для $ZnTe$ удастся количественно описать спектральную зависимость $\theta(\omega)$, выбирая следующие значения параметров: приведенная эффективная масса электрона и дырки $\mu = 0.08m_0$, эффективный зазор $E_g = 2.43$ эВ (при $T = 300$ К) и $g^* = 11.1$. При этом известно, что $E_g^{om} = 2.28$ эВ, а величина спин-орбитального расщепления $\Delta = 0.9$ эВ. Такой подход не позволяет объяснить изменение знака $\theta(\omega)$. Последнее пытались приписать вкладу внутрионных переходов Mn^{2+} [1] или экситонным эффектам. Ни одно из этих объяснений не является адекватным. Альтернативная идея привлечения дополнительных электронных переходов, в частности, из глубоколежащей спин-орбитально отщепленной дырочной зоны в зону проводимости была высказана в работе [2]. Здесь мы покажем, что учет вклада этих переходов позволяет в принципе объяснить изменение знака $\theta(\omega)$.



Спектральная зависимость угла Фарадея для $\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$.

Точки 1—4 — экспериментальные данные из [2] (1 — $x = 0.00$, 2 — 0.02 , 3 — 0.05 , 4 — 0.105); сплошные линии — теоретические кривые, полученные нами.

Как известно, валентная зона полупроводников типа A^2B^6 с кубической решеткой состоит из трех подзон: тяжелых, легких и спин-орбитально отщепленной зоны дырок. В рамках модели Кейна [5] с учетом обменного расщепления зон в слабом магнитном поле они дают следующие вклады в угол межзонного фарадеевского вращения соответственно:

$$\theta_1 = -\frac{0.655}{n} \left(\frac{\mu_1}{\mathcal{E}_g} \right)^{3/2} \left[\frac{1}{2} g_1 + 3A - 3Ar \right] F \left(\frac{\hbar\omega}{\mathcal{E}_g} \right), \quad (1)$$

$$\theta_2 = -\frac{0.655}{n} \left(\frac{\mu_2}{\mathcal{E}_g} \right)^{3/2} \left[\frac{1}{6} g_2 + \frac{1}{3} A + Ar \right] F \left(\frac{\hbar\omega}{\mathcal{E}_g} \right), \quad (2)$$

$$\theta_3 = -\frac{0.655}{n} \left(\frac{\mu_3}{\mathcal{E}_g + \Delta} \right)^{3/2} \left[\frac{1}{3} g_3 - \frac{2}{3} A + 2Ar \right] F \left(\frac{\hbar\omega}{\mathcal{E}_g + \Delta} \right). \quad (3)$$

Здесь

$$F(y) = \frac{1}{y\sqrt{1+y}} - \frac{1}{y\sqrt{1-y}} + 1, \quad (4)$$

g_1, g_2, g_3 — факторы спектроскопического расщепления соответствующих переходов; n — коэффициент преломления; \mathcal{E}_g и Δ заданы в электрон-вольтах, а приведенные массы μ_1, μ_2, μ_3 — в единицах массы свободного электрона m_0 ,

$$A = \frac{1}{6} \frac{N_0 \beta}{\mu_0 H} \langle S_z \rangle x, \quad (5)$$

$$r = \alpha / \beta, \quad (6)$$

μ_0 — магнетон Бора; H — напряженность магнитного поля; $\langle S_z \rangle$ — среднее значение намагниченности, определяемое функцией Бриллюэна; x — концентрация ионов Mn; N_0 — число элементарных ячеек в единице объема; α, β — обменные параметры. Численный коэффициент 0.655 заимствован из работы Балканского и др. [4].

В области высоких температур и слабых полей намагниченность линейно зависит от магнитного поля, т. е. выполняется закон Кюри—Вейсса с $\theta = \theta_0 x$.

Полный угол поворота имеет вид

$$\theta = \theta_1 + \theta_2 + \theta_3 + \theta_4, \quad (7)$$

где θ_4 — вклад от переходов в глубоколежащие зоны проводимости. Формула (7) позволяет качественно объяснить немонотонную зависимость $\theta(\omega)$, поскольку вклад в θ от обменного расщепления имеет противоположный знак для верхней валентной зоны и спин-орбитально отщепленной зоны дырок.

На рисунке приведены теоретические зависимости $\theta(\omega)$ вместе с экспериментальными данными для различных составов $Zn_{1-x}Mn_xTe$ [2]. Значения обменных энергий $N_0\alpha = 0.19$ эВ, $N_0\beta = -1.09$ эВ и параметра $\theta_0 = 831$ К взяты из работы [2]. Учтена концентрационная зависимость $\mathcal{E}_g(x) = \mathcal{E}_g(0) + 1.316x$ [5]. В качестве подгоночных параметров выбраны

$$\mu_3 = 0.16m_0, \quad g_1 + 1/3g_2 = 4.1, \quad g_3 = 21.2, \quad \mu_1 = \mu_2 = 0.08m_0.$$

Удовлетворительное согласие рассчитанных и экспериментальных спектральных зависимостей $\theta(\omega)$ при комнатной температуре позволяет утверждать, что учет переходов из спин-орбитально отщепленной зоны дырок в зону проводимости объясняет изменение знака угла поворота с частотой падающего излучения.

Список литературы

- [1] Савчук А. И., Деркач Б. Е., Ватаманюк П. П., Савицкий А. В., Ульяницкий К. С. // ФТП. 1988. Т. 22. № 3. С. 512—514.
- [2] Bartholomew D. H., Furduna J. K., Kamdas A. K. // Phys. Rev. B. 1986. V. 34. N 10. P. 6943—6950.
- [3] Boswarva I. M., Howard R. E., Lidiard A. B. // Proc. Roy. Soc. 1962. V. A289. P. 125.
- [4] Balkanski M., Amzallag E., Langer D. // J. Phys. Chem. Solids. 1966. V. 27. N 2. P. 299—308.
- [5] Furduna J. K. // J. Appl. Phys. 1988. V. 64. N 4. P. 29—64.

Институт физики АН Азербайджана
Баку

Поступило в Редакцию
13 февраля 1992 г.
В окончательной редакции
28 июля 1992 г.