Письма в ЖЭТФ, том 53, вып. 1, стр. 34 - 37 10 января 1991 г.

ОСОБЕННОСТИ СПИНОВОГО МАГНИТОПОГЛОЩЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОЛУМАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Г.И.Кропотов, Ю.Г.Рубо, Л.С.Хазан, В.И.Шека

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе А Н СССР
194021, Ленинград
Институт полупроводников А Н УССР
252650, Киев

Поступила в редакцию 3 декабря 1990 г.

Магнитооптические спектры $Hg_{-x-y}Mn_xCd_yTe$ измерены в широком диапазоне дальних инфракрасных длин волн, магнитных полей и температур. Наблюдалось поглощение света, обусловленное обменным рассеянием свободных электронов с переворотом спина на магнитных примесях

В полумагнитных полупроводниках спектр носителей сильно модифицируется из-за обменного взаимодействия их спинов со спинами магнитных примесей [1]. Параметры электронных состояний в таких полупроводниках легко перестраиваются при изменении концентрации магнитных примесей, температуры или приложенного магнитного поля. Мощным методом исследования таких состояний является измерение резонансного поглощения света во внешнем магнитном поле и, особенно, электродипольных резонансов [2-4].

В настоящей работе исследованы полупроводниковые пленки (толщина 50 - 70 мкм) n–$Hg_{1-x-y}Mn_xCd_yTe$ $(0,11 \le x \le 0,12;\ 0,08 \ge y \ge 0,03;\ n = N_D - N_A = 3-4\cdot 10^{14}$ см$^{-3})$, выращенные на (111)-ориентированных подложках CdTe методом жидкофазной эпитаксии. Использование четырехкомпонентного твердого раствора предоставляет дополнительную возможность варьировать зонные параметры (E_g, m^* и g-фактор) изменением содержания Cd. Магнитопропускание измерялось в диапазоне электромагнитных длин волн λ: 57 - 295 мкм, магнитных полей B: 0 - 6,5T и температур T: 2 - 15K. Исследования проводились в поляризациях Фойгта $\vec{E} \parallel \vec{B}$ и Фарадея $\vec{E} \perp \vec{B}$ (направление света $\vec{q}$ перпендикулярно поверхности образца и магнитному полю). CH_3OH–, CH_3OD-лазеры, оптически накачиваемые с помощью CO_2-лазера, использовались в качестве источников излучения. Дополнительная межзонная подсветка образца увеличивала концентрацию электронов и нейтральных примесей и улучшала отношение сигнала к шуму. Охлаждаемые и экранированные от магнитного поля n–GaAs и n–Ge являлись приемниками излучения.

На рис. 1 показан спектр магнитопропускания $Hg_{0,85}Mn_{0,12}Cd_{0,03}Te$ на длине волны 294,8 мкм, демонстрирующий четыре полосы поглощения. Пик *1* соответствует циклотронному резонансу свободных электронов: он наблюдается только в поляризации Фарадея, и его положение практически не зависит от температуры (рис. 2). Значение эффективной массы $m^* = 0,02m_0$, определенное по энергии перехода $\hbar\omega_c = \hbar eB/m^*c$, согласуется с ее известной величиной в этом соединении.

Наиболее интересной особенностью представленных спектров является сильная температурная зависимость (рис.2) положения двух высокополевых пиков *3, 4*. Эта зависимость однозначно указывает на то, что пики *3, 4* соответствуют поглощению света при переходах электронов с переворотом спина. Действительно, энергия спинового расщепления в полумагнитных полупроводниках сильно зависит от температуры [1]:

$$\hbar\omega_s = g^*\mu_B B, \quad g^* = g_0 + \frac{35}{12}\frac{J\bar{x}N_0}{k_B(T+T_0)}\ g_M \qquad (1)$$

Здесь g_0 - зонный (затравочный) g-фактор, $g_M \simeq 2$ – g-фактор Mn, N_0 - число катионов на единицу объема, $J - s - d$-обменная константа; T_0 и $\bar{x} < x$ учитывают обменное взаимодействие между ионами Mn. В узкозонных полупроводниках g_0 отрицателен и велик по абсолютной величине, а, как видно из температурной зависимости положения пиков *3, 4*, эффективный g-фактор положителен из-за гигантского вклада обменного взаимодействия.

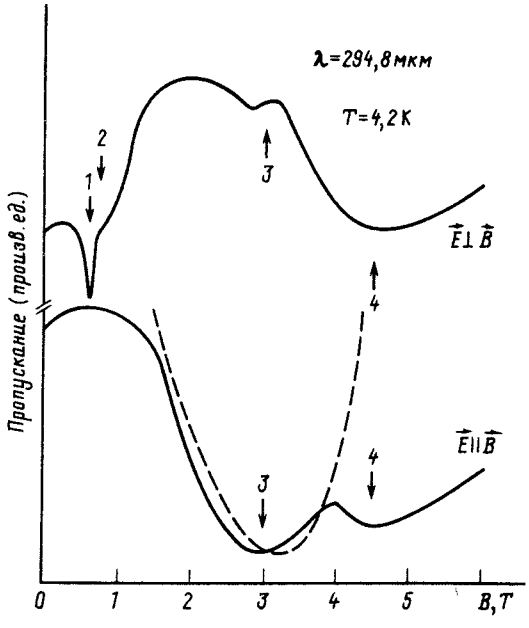

Рис. 1. Спектры пропускания в магнитном поле для двух поляризаций света

Важно отметить, что отношение магнитных полей, соответствующих минимумам этих пиков, не меняется с температурой. Однако, пики *3,4* существенно различаются по поляризационным зависимостям интенсивности. В отличие от пика *4*, который проявляется в обеих поляризациях, пик *3* интенсивен лишь при поляризации Фойгта.

Эти особенности спинового поглощения (наличие двух пиков и поляризационные зависимости) могут быть объяснены, если, кроме традиционных [5–7], привлечь обменный механизм электродипольного спинового резонанса (ЭДСР) [8,9]. В отличие от [8,9], где рассматривались связанные на донорах электроны, здесь этот механизм приводит к спиновому поглощению на свободных носителях. Он обусловлен недиагональной по спинам электрона $\vec{s}$ и магнитных примесей $\vec{s}_j$ частью гамильниана обменного взаимодействия

$$H_{ex} = -J \sum_j (\vec{s}\vec{s}_j)\delta(\vec{r} - \vec{R}_j) \qquad (2)$$

(диагональная часть дает второе слагаемое в (1)). Здесь $\vec{r}$ - координата электрона, $\vec{R}_j$ – j-магнитной примеси. Недиагональная часть в (2) разрешает переходы при поглощении света вследствие рассеяния электрона на магнитной примеси с изменением их спинов. При этом, как отмечалось в [8], свободный электрон изменяет также и импульс, и поглощение оказывается нерезонансным.

Расчет дает различные результаты для конфигураций Фарадея и Фойгта. В фарадеевской поляризации матричный элемент перехода не зависит от передачи импульса, а в фойгтовской - пропорционален ей. Поэтому, в фарадеевской поляризации максимум поглощения соответствует переходам между минимумами спиновых подзон Ландау ($\omega \approx \omega_s$), а в фойгтовской сдвинут в сторону больших энергий фотона $\hbar\omega$. В магнитных полях, когда $\omega < \omega_c$ (т.е. в области спиновых переходов) и $\eta \equiv \hbar\omega_c/2k_BT \gg 1$, коэффициент поглощения в фойгтовской поляризации

$$\alpha(B) = \frac{35}{24\pi}\frac{\omega_p^2}{\omega c\sqrt{\kappa}}\left(\frac{Jn_M}{\hbar\omega}\right)^2\frac{\sqrt{\eta/\pi}}{n_m l_B^3}\int\frac{x+\xi^2}{\sqrt{2x+\xi^2}}e^{-\eta\xi^2}d\xi,$$

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi e^2 n}{m^*}, \quad l_B^2 = \frac{c\hbar}{eB}, \quad x = \frac{\omega - \omega_s'}{\omega_c}. \tag{3}$$

Здесь $n_M = \bar{x}N_0, \kappa$ - диэлектрическая проницаемость, $\hbar\omega_s' = (g^* - g_M)\mu_B B \simeq \hbar\omega_s$. Из формулы (3) следует, что приближенно $\alpha(B) \propto B\sqrt{\hbar\omega - g^*\mu_B B}$ и максимум поглощения соответствует магнитному полю

$$B_{ex} \simeq \frac{2}{3}B_s, \quad B_s = \hbar\omega/g^*\mu_B. \tag{4}$$

В случае же фарадеевской поляризации максимум приходится на B_s.

Магнитные поля, соответствующие пикам *3*, *4* на рис. 1, удовлетворяют соотношению (4). Это позволяет ассоциировать пик *4* с переходами с энергией спинового расщепления $\hbar\omega_s$, а пик *3* - с переходами с энергией $3\hbar\omega_s/2$. То есть 3-й пик в фойгтовской поляризации и 4-й в фарадеевской обусловлены обменным механизмом ЭДСР. Рассчитанная по формуле (3) теоретическая кривая представлена пунктиром на рис. 1. Вычисленное из (4) (второе соотношение) значение эффективного g-фактора равно 25 при $T =$ 4,2K и 16 при $T =$2K.

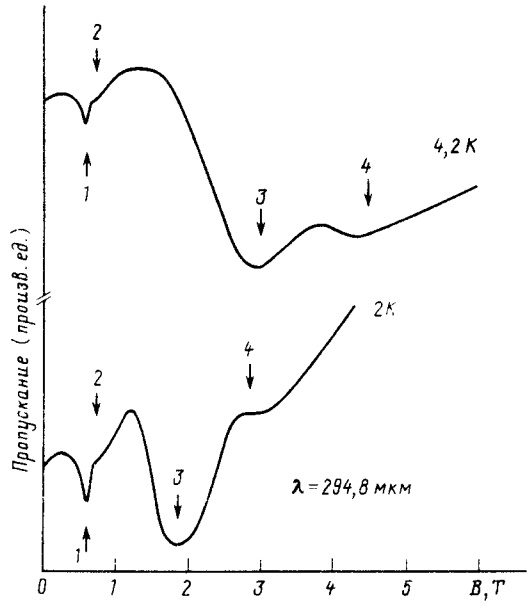

Рис. 2. Спектры пропускания в магнитном поле для двух температур (неполяризованный свет)

Обменный механизм ЭДСР разрешает также спиновые переходы на комбинированных частотах (с изменением номера уровня Ландау). Пик *2* в поляризации Фарадея (рис. 1) с энергией $\hbar\omega_c - \hbar\omega_s$ как раз и является таким

переходом с верхнего спинового подуровня нижайшей зоны Ландау на нижний спиновый подуровень следующей зоны.

В заключение обсудим возможную природу спинового резонанса на частоте ω_s (пик *4*) в поляризации Фойгта. Рентгеноспектральный анализ и наблюдавшийся сдвиг линий магнитопоглощения при послойном травлении пленки указывают на возрастание концентрации Cd по направлению $\vec{n}$ к подложке. Это должно приводить к линейному по импульсу $\vec{k}$ слагаемому гамильтониана зонного электрона вида $[\vec{s} \times \vec{k}] \cdot \vec{n}$. Такой член при $\vec{B} \perp \vec{n}$ и приводит к ЭДСР в поляризации Фойгта [10].

В магнетике ЭДСР рассматривался и в [11]. Переходы инициировались слабой неоднородностью магнитного поля, однако в отличие от нашей работы, при сохранении продольного импульса.

Авторы выражают глубокую благодарность Д.И.Цыпишке за помощь в проведении экспериментов и Э.И.Рашба за обсуждение работы.

Литература

1. Diluted magnetic semiconductors, ed. by Furdyna J.K. and Kossut J.; Semiconductors and Semimetals, 25, Academic, N.Y., 1988.
2. *Witowski A., Pastor K., Furdyna J.K.* Phys, Rev. B, 1982, 26, 931.
3. *Stepniewski R.* Solid St. Comm., 1986, 58, 19.
4. *Dobrowolska M. et al.* Phys. Rev. B, 1984, 29, 6652.
5. *Рашба Э.И.* ФТТ, 1960, 2, 1224.
6. *Шека В.И.* ФТТ, 1964, 10, 3099.
7. *Рашба Э.И., Шека В.И.* ФТТ, 1961, 3, 1735.
8. *Рубо Ю.Г., Хазан Л.С., Шека В.И., Иоселевич А.С.* Письма в ЖЭТФ, 1988, 48, 30.
9. *Рубо Ю.Г., Хазан Л.С., Шека В.И., Моздор Е.В.* ЖЭТФ, 1989, 95, 1880.
10. *Рашба Э.И., Шека В.И.* ФТТ, 1961, 3, 2369.
11. *Пекар С.И., Рашба Э.И.* ЖЭТФ, 1964, 47, 1927.