

ЭЛЕКТРОННОЕ РАМАН-РАССЕЯНИЕ СВЕТА В ПОЛУМАГНИТНЫХ  
ПОЛУПРОВОДНИКАХ  $p - Cd_{1-x}Mn_xTe$

Т.Г.ИСМАИЛОВ, Г.Г.ДЖАБРАИЛОВА \*

Бакинский Государственный Университет

\*Институт Физики НАНА

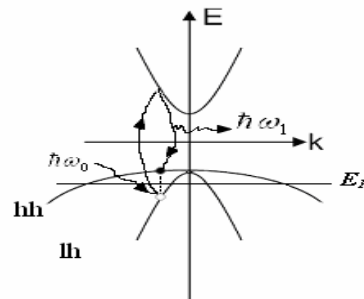
tariyel.i@gmail.com

*В рамках двухзонной модели полупроводника рассмотрено электронное Раман-рассеяние света в  $p - Cd_{1-x}Mn_xTe$ . Установлено, что рассеяние может происходить как нерезонансно, так и резонансно. Показано, что по положению резонансного пика можно определять параметры полупроводника, и в частности, состав(x).*

В последнее время представляет интерес исследование Раман-рассеяния света (РРС) в полумагнитных полупроводниках, таких как, например,  $Cd_{1-x}Mn_xTe$ ,  $Pb_{1-x}MnTe$ ,  $Hg_{1-x}Mn_xTe$ ,  $Cd_{1-x}Fe_xTe$ ,  $Cd_{1-x}V_xTe$  и т.д.[1-3]. В таких соединениях сосуществуют полупроводниковые и магнитные свойства. На этих материалах методом РРС можно непосредственно изучать полупроводниковые и магнитные свойства, а также их взаимосвязь. Из-за обменного взаимодействия между спинами электронов (дырок) и суммарным спином незаполненной оболочки марганца, в магнитном поле энергетические уровни электронов(дырок) расщепляются на обменные подзоны, вследствие чего и электронный и дырочный спектры становятся богаче[4]. Это же, в свою очередь, приводит к возможности реализации множества процессов электронного рамановского рассеяния. В отсутствие магнитного поля зонная структура полумагнитных полупроводников идентична зонной структуре  $CdTe$ , с той лишь разницей, что у них электронные и дырочные зоны дважды вырождены по обменному взаимодействию. Следует отметить, что даже в отсутствие магнитного поля в такой структуре может иметь место неупругое рассеяние света на электронных возбуждениях.

В данной работе рассмотрен процесс межзонного электронного Раман-рассеяния света в  $p - Cd_{1-x}Mn_xTe$  в отсутствие магнитного поля в двухзонной модели Кейна (рис.1).

Падающий фотон с энергией  $\hbar\omega_0$  возбуждает электрон из зоны легких дырок в зону прово-



димости. Во втором акте этот электрон испустив свет с энергией  $\hbar\omega_1$  переходит в свободное место в зоне тяжелых дырок. В целом процесс сводится к тому, что электрон из зоны легких дырок под действием падающего фотона возбуждаясь, переходит в зону тяжелых дырок.  $\varepsilon_F$  - энергия Ферми.

Гамильтониан взаимодействия света с полупроводником имеет вид [5]:

$$H' = G \sum_{q\lambda} \frac{1}{(m\omega_q)^{1/2}} (\mathbf{e}_{q\lambda} \cdot p e^{iqr} a_{q\lambda} + \mathbf{e}_{q\lambda}^* \cdot p e^{iqr} a_{q\lambda}) , \quad (1)$$

где

$$G = \left( \frac{e^2}{mc^2} \right)^{1/2} \frac{2\pi\hbar c^2}{eV} \left( \frac{2\pi\hbar c^2}{eV} \right)^{1/2} . \quad (2)$$

Соответствующий матричный элемент перехода системы из начального состояния (i) в конечное (f) – будет иметь вид:

$$(H')_{f0} = G^2 \frac{1}{(\omega_0\omega_1)^{1/2}} A_{f\bar{i}} , \quad (3)$$

где

$$A_{f0} = \frac{1}{m} \sum_r \left( \frac{(\mathbf{e}_1^* \cdot \mathbf{p})_{f\bar{i}} (\mathbf{e}_0 \cdot \mathbf{p})_{ri}}{\varepsilon_i + \hbar\omega_0 - \varepsilon_r} + \frac{(\mathbf{e}_0 \cdot \mathbf{p})_{f\bar{i}} (\mathbf{e}_1^* \cdot \mathbf{p})_{ri}}{\varepsilon_i - \hbar\omega_1 - \varepsilon_r} \right) . \quad (4)$$

Здесь  $\mathbf{e}_0, \mathbf{e}_1$  - поляризации падающего и рассеянного света,  $m_0, \mathbf{p}$  - масса и импульс свободного электрона,  $E_i, E_r, E_f$  - начальное, промежуточное и конечное состояния электрона, соответственно. Поскольку, согласно закону сохранения энергии  $E_i + \hbar\omega_0 = E_f + \hbar\omega_1$ , то для дифференциального эффективного сечения (ДЭС) получаем выражение

$$\frac{d^2S}{d\Omega d\omega} = \left( \frac{e^2}{m_0^2 c^2} \right)^2 \frac{\omega_1}{\omega_0} |A_{f\bar{i}}|^2 . \quad (5)$$

Обозначив состояния электронов в  $c, h, l$  зонах, соответственно,  $|c\mathbf{k}, \sigma_1\rangle, |h\mathbf{k}, \sigma_2\rangle$  и  $|l\mathbf{k}, \sigma_3\rangle$  и переходя в формуле (5) от суммы по  $\mathbf{k}$  к интегралу, получим, что

$$\frac{d^2S}{d\Omega d\omega} = r_0^2 \frac{\hbar}{(2\pi)^3} \frac{\omega_1}{\omega_0} \sum_{\sigma_1\sigma_2} \int \frac{k^2 dk}{d\varepsilon_1} |A|^2 \delta(\hbar\omega + \varepsilon_2 - \varepsilon_1) d\varepsilon_1 d\Omega(\mathbf{k}) . \quad (6)$$

Выразив  $\varepsilon_2$  через  $\varepsilon_1$  получим

$$\varepsilon_2 = -\frac{3\hbar^2}{4m_h P^2} (\varepsilon_1 + \varepsilon_g) \varepsilon_1 = -\frac{\varepsilon_1 (\varepsilon_1 + \varepsilon_g)}{\varepsilon_0}; \quad (7)$$

здесь  $\varepsilon_0 = \frac{4Pm_h}{3\hbar^2}$  - характеристическая для рассматриваемых материалов энергия,  $P = \frac{3\hbar^2 \varepsilon_g}{4m^*}$ . Для  $p - Cd_{1-x}Mn_xTe$   $m_h = 0,5m_0$ ,  $P = 8 \cdot 10^8$  eV·см и следовательно,  $\varepsilon_0 \approx 5eV$ . Поскольку

$$\rho(\varepsilon_1) = \frac{k^2 dk}{d\varepsilon_1} = \frac{3\sqrt{3}}{4\sqrt{2}p^3} (2\varepsilon_1 + \varepsilon_g) \varepsilon_1^{1/2} (\varepsilon_1 + \varepsilon_g)^{1/2}, \quad (8)$$

то интегрирование в (6) просто снимается с помощью  $\delta$ -функции и в результате имеем

$$\frac{d^2 S}{d\Omega d\omega} = \frac{r_0^2 \hbar \omega_1}{(2\pi)^3 \omega_0} \rho(\lambda) \sum_{\sigma_1 \sigma_2} \int |A_{ch}(\lambda)|^2 \frac{1}{|\varphi'(\lambda)|} d\Omega(\vec{k}). \quad (9)$$

Здесь  $\lambda$  решение уравнения  $\varphi(\varepsilon_1) = 0$

$$\lambda = \frac{\varepsilon_0 + \varepsilon_g}{2} \left[ \sqrt{1 + \frac{4\hbar\omega\varepsilon_0}{(\varepsilon_0 + \varepsilon_g)^2}} - 1 \right]. \quad (10)$$

Учитывая, что

$$|\varphi'(\lambda)| = 1 + \frac{\varepsilon_g}{\varepsilon_0} \left( 1 + \frac{4\varepsilon_0 \hbar \omega}{(\varepsilon_0 + \varepsilon_g)^2} \right)^{1/2} \approx 1, \quad (11)$$

получим

$$\frac{d^2 S}{d\Omega d\omega} = \frac{r_0^2 \hbar \omega_1}{(2\pi)^3 \omega_0} \rho(\lambda) \sum_{\sigma_1 \sigma_2} \int |A_{ch}(\lambda)|^2 d\Omega(\mathbf{k}). \quad (12)$$

Здесь

$$A_{ch}(\lambda) = \frac{1}{m_0 A(\lambda)} \sum_{\sigma_3} \langle ck\sigma_1 | p_J | lk\sigma_3 \rangle \langle lk\sigma_3 | p_S | h\sigma_2 k \rangle + \frac{1}{m_0 B(\lambda)} \sum_{\sigma_3} \langle ck\sigma_1 | p_S | lk\sigma_3 \rangle \langle lk\sigma_3 | p_J | hk\sigma_2 \rangle, \quad (13)$$

$$A(\lambda) = 2\lambda + \varepsilon_g - \hbar\omega_0, \quad B(\lambda) = \lambda + \varepsilon_g - \hbar\omega_0, \quad (14)$$

$p_f$  и  $p_s$  – проекции оператора импульса на направление электрического поля излучения. Чтобы вычислить  $A_{ch}$ , надо сначала вычислить матричные элементы переходов  $(l) \rightarrow (c)$ ,  $(h) \rightarrow (l)$ . Пусть падающий и рассеянный свет поляризованы по оси  $x$ . Тогда формула (13) примет вид

$$\frac{d^2 S_{xx}}{d\Omega d\omega} = \frac{r_0^2 \hbar \omega_1}{(2\pi)^3 \omega_0} \rho(\lambda) \left[ \frac{1}{A(\lambda)} + \frac{1}{B(\lambda)} \right]^2 \times \int d\Omega(\mathbf{k}) \sum_{\sigma_1 \sigma_2 \sigma_3} \left| \frac{1}{m_0} \langle c\mathbf{k}\sigma_1 | p_x | l\mathbf{k}\sigma_3 \rangle \langle l\mathbf{k}\sigma_3 | p_x | h\mathbf{k}\sigma_2 \rangle \right|^2. \quad (15)$$

Используя явный вид волновых функций электронов в зонах  $c$ ,  $h$ ,  $l$ , приведенных в [6] для матричных элементов, получим следующие выражения

$$\begin{aligned} \langle c\mathbf{k}\uparrow | p_x | l\mathbf{k}\uparrow \rangle &= \frac{1}{2\lambda + \varepsilon_g} \frac{P}{2\sqrt{6}} \left[ \frac{k_+}{k} (2\lambda - \varepsilon_g) - \frac{k_-}{k} (2\lambda + 3\varepsilon_g) \right], \\ \langle l\mathbf{k}\uparrow | p_x | h\mathbf{k}\uparrow \rangle &= \sqrt{\frac{\lambda + \varepsilon_g}{2\lambda + \varepsilon_g}} \cdot \frac{P}{\sqrt{2}} \cdot \frac{k_z}{k} \cdot \frac{k_+^2}{k_\perp^2}, \\ \langle c\mathbf{k}\uparrow | p_x | l\mathbf{k}\downarrow \rangle &= \frac{P}{\sqrt{6}} \cdot \frac{k_z}{k}, \\ \langle l\mathbf{k}\downarrow | p_x | h\mathbf{k}\downarrow \rangle &= \sqrt{\frac{\lambda + \varepsilon_g}{2\lambda + \varepsilon_g}} \cdot \frac{iP}{\sqrt{2}} \cdot \frac{k_y}{k}, \\ \langle l\mathbf{k}\uparrow | p_x | h\mathbf{k}\downarrow \rangle &= \sqrt{\frac{\lambda + \varepsilon_g}{2\lambda + \varepsilon_g}} \cdot \frac{iP}{\sqrt{2}} \cdot \frac{k_y}{k}, \\ \langle l\mathbf{k}\downarrow | p_x | h\mathbf{k}\downarrow \rangle &= -\sqrt{\frac{\lambda + \varepsilon_g}{2\lambda + \varepsilon_g}} \cdot \frac{P}{\sqrt{2}} \cdot \frac{k_z}{k} \cdot \frac{k_-^2}{k_\perp^2}, \\ \langle c\mathbf{k}\downarrow | p_x | l\mathbf{k}\uparrow \rangle &= -\frac{P}{\sqrt{6}} \cdot \frac{k_z}{k}, \\ \langle c\mathbf{k}\downarrow | p_x | l\mathbf{k}\downarrow \rangle &= \frac{1}{2\lambda + \varepsilon_g} \frac{P}{2\sqrt{6}} \left[ \frac{k_+}{k} (2\lambda - \varepsilon_g) - \frac{k_-}{k} (2\lambda + 3\varepsilon_g) \right]. \end{aligned} \quad (16)$$

Учитывая эти выражения матричных элементов в формуле (15) для дифференциального эффективного сечения рассеяния окончательно получаем следующее выражение

$$\frac{d^2 S_{xx}}{d\Omega d\omega} = \frac{r_0^2 m_0 P}{10\sqrt{6}\pi^2 \hbar^3} \cdot \frac{\omega_0 - \omega}{\omega} \cdot \lambda^{1/2} (\lambda + \varepsilon_g)^{3/2} \times$$

$$\times \left[ \frac{1}{A(\lambda)} + \frac{1}{B(\lambda)} \right]^2 \cdot \left( 1 + \frac{\varepsilon_g^2}{(2\lambda + \varepsilon_g)^2} \right) \cdot \theta(\omega - \omega_F) \cdot \theta(\omega_{\max} - \omega). \quad (17)$$

Здесь  $r_0 = \left( \frac{e^2}{m_0 c^2} \right)$  - классический радиус электрона,  $\theta(x)$  - ступенчатая функция Хевисайда.

Из формулы (17) видно, что спектр межзонного РРС простирается от  $\omega = \omega_F$  до  $\omega = \omega_0$ , где  $\omega_F = \varepsilon_g / \hbar$ , т.е. рассеяние начинается с порога  $\omega = \omega_F$ . Если  $\hbar\omega_0 < \varepsilon_g$ , то имеет место нерезонансное рассеяние. При  $\omega \ll \omega_0$  дифференциальное эффективное сечение в зависимости от  $\omega$  изменяется по закону  $\omega^{-1}$ . Когда же  $\omega \rightarrow \omega_F$ , ДЭС стремится к нулю по линейному закону.

Теперь если  $\hbar\omega_0 > \varepsilon_g$ , рассеяние происходит резонансно. Условие резонанса находится из уравнения  $A(\lambda) = 0$ .

$$\hbar\omega_R = \frac{1}{2} (\hbar\omega_0 - \varepsilon_g). \quad (18)$$

Этот резонанс соответствует реальным переходам  $(l) \rightarrow (c)$  и  $(h) \rightarrow (l)$ . Зная значения параметров  $\omega_0, P$  и  $m$ , в эксперименте по положениям резонансного пика можно определить ширину запрещенной зоны  $\varepsilon_g$ , энергию Ферми, а через нее и концентрацию дырок. В  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  ширина запрещенной зоны ( $\varepsilon_g$ ) меняется в зависимости от состава(x). Следовательно, определяя  $\varepsilon_g$  по формуле (18), мы, тем самым, определяем состав  $x$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. S. Tsoi, I. Miotkowski, S. Rodrigues, and A.K. Ramdas, H. Alawadhi, T.M. Pekarek. Resonant electro spin-flip scattering in CdTe and the diluted magnetic semiconductor  $Cd_{1-x}V_xTe$ . Phys. Rev. 2004, v. 69, p. 035209.
2. W. Waluckievich. Spin-flip Raman scattering in semimagnetic semiconductors. Phys. Rev.B. 1980, v. 22, p. 3957.
3. Физика соединений  $A^{II}B^{VI}$  под ред. А.Н. Георгобнани, М.К.Шейнкмана // М.: Наука, 1986, 320 с.
4. Diluted Magnetic Semiconductors, edited by J.K. Furdyna and J. Kossut Semiconductors and Semimetals edited by R.K. Willardson and A.C. Beer (Academic Press, San Diego), 1988, v.25, 490 p.

5. Y.Yafet: Phys. Rev., 1966, v.152, p. 858.

6. T.G. Ismailov, R.A.Nazanly. Phys.Stat.Sol.(b), 1991, v.164, p.553.

*p*-Cd<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te YARIMMAQNİT YARIMKEÇİRİCİLƏRİNDƏ  
İŞİĞİN ELEKTRON RAMAN SƏPİLMƏSİ

T.H.İSMAYILOV, G.H.CƏBRAYILOVA

XÜLASƏ

İkizonalı modeldə *p*-Cd<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te yarımkeçiricilərində işığın elektron Raman səpilməsinə baxılmışdır. Müəyyən edilmişdir ki, səpilmə həm qeyri-rezonans, həm də rezonans ola bilər. Göstərilmişdir ki, rezonans pikinin vəziyyətinə görə yarımkeçiricinin parametrlərini, o cümlədən də, yarımkeçiricinin tərkibini (*x*) təyin etmək olar.

ELECTRON RAMAN SCATTERING OF LIGHT IN *p*-Cd<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te  
SEMIMAGNETIC SEMICONDUCTORS

T.H.İSMAYILOV, G.H.JABRAYILOVA

SUMMARY

The paper investigates the electron Raman scattering of light in *p*-Cd<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te semimagnetic semiconductors in the framework of two-band model. It is stated that scattering may be both nonresonant and resonant. It is shown that one can determine the semiconductor parameters, in particular, content (*x*) by resonance peak position.