

вым монохроматором (угол  $2\theta = 30^\circ$ ), на длине волны  $\lambda = 1.677 \text{ \AA}$  в нейтронном пучке  $2 \cdot 10^5$  нейтрон/с·см<sup>2</sup>, получаемом в ЛИЯФ им. Б. П. Константинова.

Времена измерения интенсивности в эксперименте были сравнимы с характерными временами неупругого рассеяния: основным на образце формы гексагональной призмы является рефлекс [111]; вклад высших порядков при этом не подавлялся.

В результате измерений кристалла  $\text{Ni}_{50}\text{Zn}_{50}\text{SiF}_6 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$  не обнаружено какой-либо мозаичности образца, нет ни сверхструктурных (т. е. упорядоченных) пиков в распределении тандема атомов никель—цинк, ни диффузных (говорящих о кластеризации) как между основными рефлексами, так и в их положениях, в направлениях, являющихся основными [100], [111], [110] (см. рисунок). Это означает, что при диамагнитном замещении атомов никеля атомами цинка в гейзенберговском ферромагнетике  $\text{Ni}_x(\text{Zn}_{1-x})\text{SiF}_6 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$  распределение носит чисто статистический равновесный характер.

Следовательно, вопрос о смене знака эффективного обмена при концентрации никеля  $x < 0.18$  [9] остается открытым.

Авторы благодарят С. С. Аплеснина и Г. А. Петраковского за постоянный интерес и помощь в работе.

### Список литературы

- [1] Валишев Р. // Уч. записки КазГУ. 1967. Т. 127. Кн. 6. С. 35—54.
- [2] Дьяконов В. П., Левченко Г. Г., Фита И. М., Цинцадзе Г. А. // ЖЭТФ. 1984. Т. 87. № 6. С. 2193—2201.
- [3] Биндер К. Методы Монте-Карло в статистической физике. М., 1982. 389 с.
- [4] Петраковский Г. А., Аплеснин С. С. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 4. С. 1167—1171.
- [5] Галкин А. А., Кожухарь А. Ю., Цинцадзе Г. А. // ЖЭТФ. 1976. Т. 70. № 1. С. 248.
- [6] Benzie R., Cooke A. // Proc. Phys. Soc. 1950. V. A63. P213.
- [7] Svare J., Seidel G. // Phys. Rev. 1964. V. 134. P. 172.
- [8] Friedberg A. e. a. // Phys. Rev. B. 1981. V. 24. N 5. P. 2817—2824.
- [9] Дьяконов В. П., Левченко Г. Г., Фита И. М., Цинцадзе Г. А. // ФНТ. 1984. Т. 10. С. 204—207.

Донецкий физико-технический институт  
АН УССР

Поступило в Редакцию  
12 марта 1990 г.

© Физика твердого тела, том 32, № 9, 1990  
Solid State Physics, vol 32, N 9, 1990

## ВЛИЯНИЕ ИНТЕНСИВНОЙ ЗВУКОВОЙ ВОЛНЫ НА МЕЖЗОННОЕ МАГНЕТОПОГЛОЩЕНИЕ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ

Э. П. Синяевский, Е. Ю. Сафронов

В работе исследуется влияние интенсивной звуковой волны на коэффициент поглощения света в полупроводниках, у которых форма пиков магнетопоглощения определяется слабым электрон-фононным взаимодействием. В квантующем магнитном поле, если волновой вектор  $\mathbf{q}$  внешней звуковой волны перпендикулярен вектору напряженности магнитного поля  $\mathbf{H}$ , диагональный матричный элемент оператора взаимодействия электрона со звуковой волной на волновых функциях зонного электрона [ $\mathbf{q} \parallel \mathbf{y}$ ] отличен от нуля и равен

$$V_{\alpha\alpha}(t) = u^0 q E^{(e, h)} e^{-q^2 R^2 / 4} L_n(q^2 R^2 / 2) \sin(\omega t + q k_x R^2), \quad (1)$$

$\alpha(n, k_x, k_z)$  — квантовые числа электрона в магнитном поле;  $u^0$  — амплитуда смещения;  $E^{(e)}$ ,  $E^{(h)}$  — константы деформационного потенциала

для электрона и дырки;  $L_n(x)$  — полиномы Лагеррра;  $R^2 = c\hbar/eH$  — квадрат магнитной длины;  $\omega$  — частота звука.

Рассмотрим, как меняется первый пик магнетопоглощения, связанный с переходом электрона из нулевого уровня Ландау валентной зоны на нулевой уровень Ландау зоны проводимости в поле интенсивной звуковой волны. В области низких температур, когда процессы рассеяния носителей с поглощением оптического фонона маловероятны, расчет коэффициента поглощения света  $K(\Omega)$  частоты  $\Omega$  с учетом взаимодействия носителей с акустическими фононами проведем методом, развитым в [2]. Влияние звуковой волны на исследуемые процессы учтем в адиабатическом приближении [3] (недиагональные матричные элементы  $V_{\alpha\beta}(t)$  ( $\alpha \neq \beta$ ) можно не учитывать, если  $\mu v^2/\hbar\omega_c \ll 1$ ,  $v$  — скорость звука в кристалле,  $\omega_c$  — циклотронная частота). В результате получаем

$$K(\Omega) = K_0 \sum_p J_p^2(\rho) \int_0^\infty \frac{d\tau}{1 + \tau(\Delta_p - \tau)^2}, \quad (2)$$

$$\gamma_0 = \frac{[(E^h)^2 \mu_h + (E^e)^2 \mu_e] k_0 T}{2\pi \sqrt{2\mu} \rho_0 v^2 \hbar R^2}, \quad \Delta_p = \frac{(\hbar\Omega + p\hbar\omega - \varepsilon_g - \hbar\tilde{\omega}_c/2)}{\gamma_0^{1/2}},$$

$$K_0 = \frac{3\varepsilon_g e^2}{\pi \sqrt{2\mu} R^2 n_0 c \hbar \Omega \gamma_0^{1/2}},$$

$\hbar\tilde{\omega}_c = \hbar eH/\mu c$ ;  $\mu^{-1} = \mu_e^{-1} + \mu_h^{-1}$ ;  $c$  — скорость света в вакууме;  $\varepsilon_g$  — ширина запрещенной зоны;  $n_0$  — показатель преломления;  $T$  — абсолютная температура (К);  $\rho_0$  — плотность кристалла;  $J_p(x)$  — функция Бесселя действительного аргумента.

$$\rho = \frac{u^0 q}{\hbar\omega} (E^{(e)} - E^{(h)}) e^{-q^2 R^2/4}.$$

Для разумных значений  $H$  ( $H \gg 2.5 \cdot 10^{-2}$  кЭ) в поле звуковой волны ( $\omega \sim 10^{10}$  с $^{-1}$ )  $q^2 R^2/2 \ll 1$ ,

$$\rho \approx \frac{u^0 q}{\hbar\omega} (E^{(e)} - E^{(h)}) = \left[ \frac{2I}{\rho v^3} \right]^{1/2} \frac{(E^{(e)} - E^{(h)})}{\hbar\omega},$$

$I$  — поток звуковой энергии. Для полупроводников типа InSb:  $\rho_0 = 5.8$  г/см $^3$ ,  $v = 3.5 \cdot 10^5$  см/с,  $E^{(e)} = 7$  эВ,  $E^{(h)} = 1$  эВ,  $\mu_e = 0.014 m_0$ ,  $\mu_h = 0.28 m_0$  при  $\omega = 10^{10}$  с $^{-1}$ ,  $H = 10$  кЭ и  $I = 1$  Вт/см $^2$  (вполне достижимое значение потока звуковой энергии [4])  $\rho = 8.4$  и влияние интенсивной звуковой волны на процессы межзонного поглощения света может оказаться существенным.

На рис. 1 приведена зависимость коэффициента поглощения света в относительных единицах от  $\hbar\Omega - \varepsilon_g$  при  $\rho = 0$  (1) 10 (2),  $T = 3$  К. Видно, что в поле интенсивной звуковой волны должны наблюдаться заметное уменьшение поглощения на основной частоте и возникновение тонкой структуры, связанной с наличием квазиуровней в звуковом поле.

Рассмотрим влияние интенсивной звуковой волны на поглощение света, связанное с переходом электрона из первого уровня Ландау валентной зоны на первый уровень Ландау зоны проводимости, когда частота оптического фонона  $\omega_0$  близка к циклотронной частоте. В этом случае, используя методику, развитую в [2], можно получить

$$K(\Omega) = K_0 \sum_p J_p^2(\rho) \int_{-\infty}^{+\infty} d\tau \operatorname{Re} F_p(\tau), \quad (3)$$

$$F_p(\tau) = [s + i2\xi_p + 2\sqrt{2} \eta/(2g + is)^{1/2}]^{-1}, \quad s = \frac{2\sqrt{2}\mu R^2}{\hbar^3 |c|} \gamma_0, \quad \eta = \frac{a_1}{2} \left( \frac{\omega_1}{\omega_c} \right)^{3/2},$$

$$\xi_p = g_0 - \tau^2/2 + p(\omega/\omega_c), \quad g = g_0 + (\hbar\omega_c - \hbar\omega_0)/(\hbar\omega_c),$$

$$K_0 = \frac{3e^2 \epsilon_g \mu_e}{\pi n_0 c \mu R \hbar^2 \Omega}, \quad g_0 = \frac{1}{\hbar\omega_c} \left( \hbar\Omega - \epsilon_g - \frac{3}{2} \hbar\tilde{\omega}_c \right) - \tau^2 \frac{\tilde{\omega}_c}{2\omega_c} + \frac{\tau^2}{2},$$

$\alpha_0$  — константа Фрелиха. При  $\rho=0, s=0$  из (3) получаются все результаты работы [5], описывающие особенности эффекта Джонсона—Ларсена. Учет  $\tau$  приводит к тому, что длинноволновый пик дублета имеет конечную величину и заметным образом зависит от  $T$  [6].

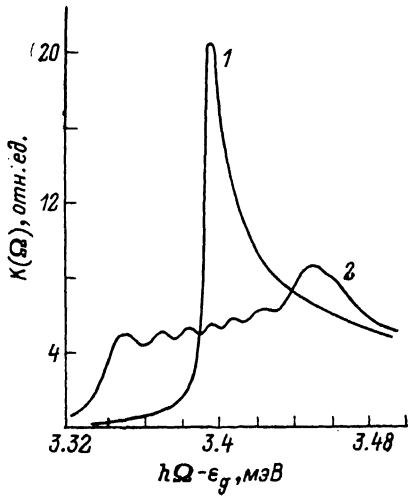


Рис. 1. Форма линии магнетопоглощения в поле ультразвука.

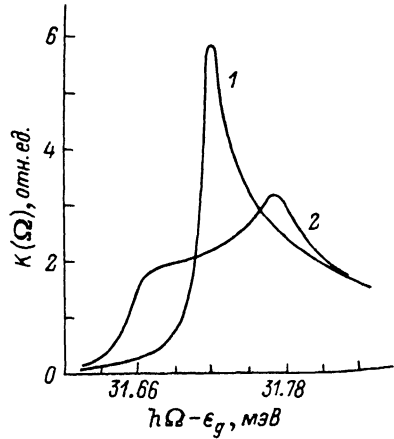


Рис. 2. Форма длинноволнового пика дублета Джонсона—Ларсена в поле ультразвука.

На рис. 2 приведена частотная зависимость длинноволновой компоненты расщепившейся полосы поглощения ( $\hbar\omega_c = \hbar\omega_0 = 23$  мэВ), при  $\rho=0$  (1) 10 (2),  $T=3$  К. Видно, что форма пика в поле интенсивной звуковой волны заметным образом деформируется, уменьшаясь в области максимума поглощения при  $\rho=0$ . Влияние интенсивной звуковой волны на форму линии коротковолновой компоненты дублета оказывается незначительным, так как она полностью определяется взаимодействием электрона с оптическими колебаниями кристаллической решетки. При исследовании пренебрегалось влиянием внешней звуковой волны на процессы рассеяния носителей на колебаниях кристаллической решетки. Это приближение оправдано, если  $\rho_1 = (u^0 q E^{(c)} / \hbar \omega) (q^2 R^2 / 2) \ll 1$ . Последнее неравенство выполняется с хорошей степенью точности для рассмотренных выше примеров.

#### Список литературы

- [1] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. М., 1963. 702 с.
- [2] Сивяский Э. П. Кинетические эффекты в электрон-фононных системах в поле лазерного излучения. Кишинев, 1976. 170 с.
- [3] Коварский В. А. Многоквантовые переходы. Кишинев, 1974. 228 с.
- [4] Абрикосов А. А. Основы теории металлов. М., 1987. 520 с.
- [5] Коровин Л. И., Павлов С. Т. // ЖЭТФ. 1967. Т. 53. № 5. С. 1708—1717.
- [6] Зенченко В. П., Сивяский Э. П. // ФТТ. 1975. Т. 17. № 11. С. 3425—3428.

Институт прикладной физики АН МССР  
Кишинев

Поступило в Редакцию  
15 марта 1990 г.