

## Магнитопоглощение света в размерно-квантованных системах в поле резонансной сжатой электромагнитной волны

© Э.П. Синявский, Е.И. Брусенская

Институт прикладной физики Академии наук Молдавии,  
277028 Кишинев, Молдавия

(Поступила в Редакцию в окончательном виде 3 декабря 2002 г.)

Исследуются особенности, вносимые в магнитопоглощение интенсивной сжатой электромагнитной волной. Показано, что амплитудно-сжатая или фазово-сжатая резонансная электромагнитная волна сильнее влияет на форму пиков магнитопоглощения, чем классическое когерентное излучение.

I. Рассмотрим размерно-квантованную систему в однородном магнитном поле, напряженность  $\mathbf{H}$  которого направлена вдоль оси пространственного квантования  $OZ$ . В этом случае энергия электрона  $E_\alpha^{(c)}$  (дырки  $E_\alpha^{(v)}$ ) для прямоугольной квантовой ямы (КЯ) шириной  $a$  полностью квантована

$$E_\alpha^{(c,v)} = \hbar\omega_{(c,v)} \left( N + \frac{1}{2} \right) + \varepsilon_{(c,v)} n^2. \quad (1)$$

Здесь  $\omega_{(c,v)} = \frac{eH}{m_{(c,v)}c}$  — циклотронная частота,  $\varepsilon_{(c,v)} = \frac{\hbar^2\pi^2}{2m_{(c,v)}a}$  — шаг пространственного квантования,  $m_{(c,v)}$  — эффективная масса электрона (дырки).

Исследуем особенности поглощения слабого света частоты  $\Omega$ , связанного с переходом электрона из дырочного состояния в электронное (в отсутствие магнитного поля это межзонный оптический переход), в поле сжатой электромагнитной волны частоты  $\omega$  резонансной с  $\omega_c$ . В дальнейшем рассматриваем сильные квантованные магнитные поля, когда кулоновское взаимодействие электрона с дыркой мало по сравнению с расстоянием между уровнями магнитного квантования. В этом случае внутреннее движение электрон-дырочной пары финитно, а свободное состояние электрона и дырки, строго говоря, не существует [1]. Как показывают экспериментальные исследования по фотолюминесценции, в КЯ энергия связи экситона при  $B > 10$  Т в InGaAs/GaAs [2], в GaAs/AlGaAs [3] пропорциональна  $B$  и, следовательно, можно использовать указанное выше приближение. Подробное обсуждение такого приближения проведено в [4]. При возбуждении пары электрон-дырка светом импульс экситона равен импульсу электромагнитной волны и очень мал [5], поэтому экситонными зонами, возникающими в квазидвумерных полупроводниках в сильном магнитном поле [1], будем пренебрегать.

Расчет коэффициента поглощения слабой электромагнитной волны  $K(\Omega)$  проводится аналогично работам [6,7]. Для лазерного излучения, падающего нормально поверхности размерно-квантованной системы, в случае магнитоинфракрасного резонанса ( $\omega = \omega_c$ )

получаем

$$K(\Omega) = K_0 \sum_\alpha \int_{-\infty}^{\infty} dt \exp \left\{ \frac{it}{\hbar} \left( \hbar\Omega - E_\alpha^{(c)} - E_\alpha^{(v)} - E_g \right) \right\} \times \langle \exp(-Ab^+) \exp(-Db^+b) \exp(Bb) \rangle_{sq} \exp \left( -\frac{B_0 t^2}{2} \right). \quad (2)$$

Здесь обозначено

$$A = \frac{a_N dt}{\hbar}, \quad B = \frac{a_N^+ dt}{\hbar}, \quad D = \frac{d^2 t^2}{2\hbar},$$

$$d = e\hbar \left[ \frac{\pi}{V\varepsilon_0 m_c} \right]^{1/2}, \quad K_0 = \frac{2\pi e^2 |P_{cv} e_0|^2}{Vm_0^2 c \sqrt{\varepsilon_0} \hbar \Omega},$$

$b^+(b)$  — оператор рождения (уничтожения) фотонов резонансной электромагнитной волны;  $\alpha = (N, n, k_x)$  — набор квантовых чисел, характеризующих состояние носителя в исследуемой размерно-квантованной системе,  $E_g$  — ширина запрещенной зоны;  $\langle \dots \rangle_{sq}$  означает усреднение с оператором плотности сжатого электромагнитного поля частоты  $\omega$  [8], параметр  $B_0$  определяется взаимодействием электрона с акустическими фононами и описывает форму линии поглощения света в размерно-квантованных системах в продольном магнитном поле [9]. Операторы  $a_N, a_N^+$  определяются следующим образом:

$$a_N = \sqrt{N+1} l_1^{(N)}, \quad a_N^+ = \sqrt{N} l_{-1}^{(N)},$$

где  $l_m^{(N)} f(N) = f(N+m)$ , а  $f_m^{(N)}$  — произвольная функция от квантовых чисел Ландау  $N$ .

Введенные выше операторы удовлетворяют обычным коммутационным соотношениям  $[a_{N_1}, a_{N_2}] = \delta_{N_1, N_2}$  и, следовательно, могут рассматриваться как Бозе-операторы. Остальные обозначения приведены в работе [7].

Если использовать определение сжатого состояния излучения [10], то усреднение в (2) можно провести точно. Используя метод, развитый в [11], легко получить следующее выражение для коэффициента поглощения  $\Omega$ -света в поле интенсивной резонансной сжатой

электромагнитной волны

$$K(\Omega) = \frac{K_0}{\sqrt{2\pi}} \sum_{Nn} \int_{-\infty}^{\infty} dt \exp \left\{ \frac{it}{\hbar} [\hbar\Omega - E_\alpha^* - E_g] \right\},$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} dx \exp \left( -\frac{x^2}{2} \right) \exp \left( -\frac{1}{2} C(t, x) \right) L_N[C(t, x)]$$

$$\times \exp \left\{ -\frac{B_0 t^2}{2} \right\}. \quad (3)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$C(t, x) = \frac{d^2 t^2 |\alpha|^2}{\hbar^2} \left( \mu x^2 + 1 + 2x \sqrt{\mu} \sin \left( \varphi_\alpha - \frac{\varphi}{2} \right) \right),$$

$$E_\alpha^* = \hbar\omega_c^* \left( N + \frac{1}{2} \right) + \varepsilon^* n^2, \quad \hbar\omega_c^* = \frac{\hbar e H}{\mu_0 c},$$

$$\varepsilon^* = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2\mu_0 a^2}, \quad \mu_0^{-1} = \mu_c^{-1} + \mu_v^{-1}, \quad \mu = \frac{sh^2 r}{|\alpha|^2},$$

$L_N(z)$  — полиномы Лагерра;  $\alpha = \sqrt{N_0} \exp(i\varphi_\alpha)$ ;  $N_0$  — среднее число фотонов в моде сжатого света;  $r$  — параметр сжатия;  $\varphi_\alpha$  и  $\varphi$  — произвольные фазы, связанные с операторами сдвига и сжатия [10];  $\mu$  характеризует квантовые флуктуации напряженности сжатого электромагнитного поля и может рассматриваться как мера его неклассичности ( $\mu = 1/2$  описывает случай, когда флуктуации напряженности лазерного излучения одного порядка со средним значением напряженности поля резонансной электромагнитной волны).

Заметим, что при  $r = 0$  ( $\mu = 0$ ) из соотношения (3) следуют результаты, полученные для когерентного классического лазерного излучения в работе [7].

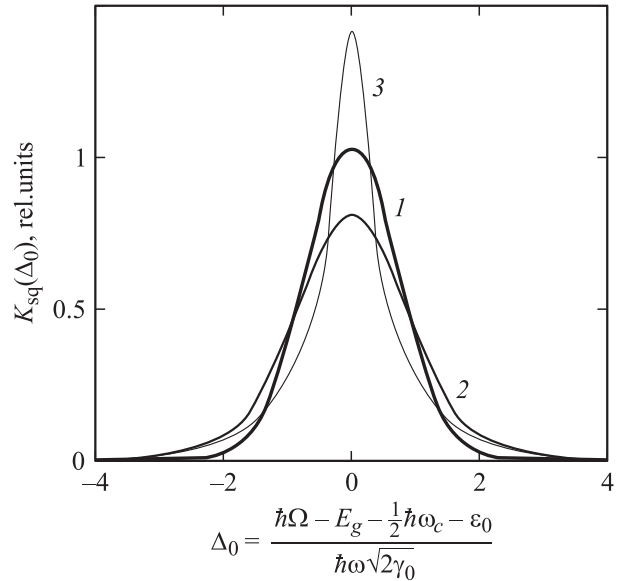
II. Рассмотрим особенности, возникающие в коэффициенте поглощения слабого света в поле резонансной электромагнитной волны при амплитудном сжатии ( $2\varphi_\alpha - \varphi = 0$ ). В этом случае согласно (3) при  $N = 0$ ,  $n = 1$

$$K_{(am)}(\Omega) = \frac{2K_0}{\sqrt{\gamma\omega^2}} \int_0^\infty \frac{dx}{\sqrt{\delta + x^2\mu}} \exp \left( -\frac{x}{2} \right) \exp \left\{ \frac{-\Delta_0^2}{\delta + x^2\mu} \right\},$$

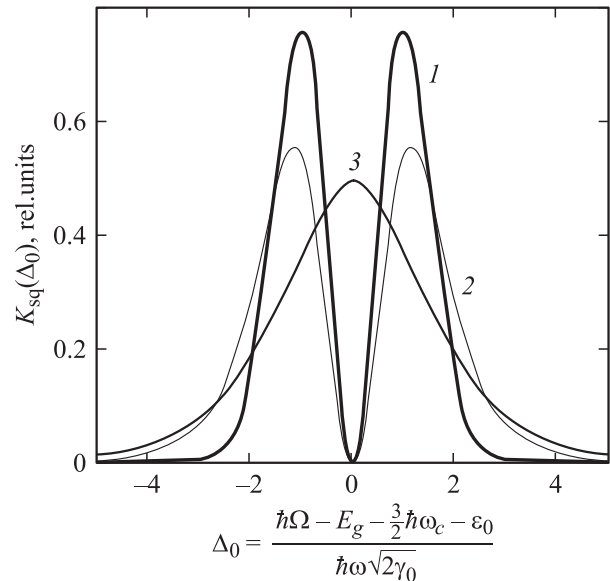
$$\gamma = \frac{|\alpha|^2 d^2}{\hbar^2 \omega^2}, \quad \delta = \frac{B^0}{\gamma} + 1, \quad \Delta_0 = \frac{\hbar\Omega - E_0^* - E_g}{\hbar\omega\sqrt{2\gamma}},$$

$$B^0 = \frac{B_0}{\omega^2}, \quad E_0^* = \frac{\hbar\omega_c^*}{2} + \varepsilon^*. \quad (4)$$

Согласно (4), частотная зависимость коэффициента поглощения света описывается кривой, близкой к гауссовской (рис. 1). Если  $B^0/\gamma \ll 1$ , то форма кривой поглощения полностью определяется интенсивной электромагнитной волной [7] (кривая 1 на рис. 1 получена при  $\delta = 1$ ,  $\mu = 0$ ). При этом с ростом  $\mu$  величина максимума уменьшается, а полуширина увеличивается (кривая 2 на рис. 1 получена при  $\delta = 1$ ,  $\mu = 1$ ).



**Рис. 1.** Частотная зависимость первого пика магнитопоглощения (в относительных единицах). Кривые 1–3 получены соответственно для когерентного резонансного лазерного излучения ( $\mu = 0$ ,  $\delta = 1$ ), амплитудно-сжатого резонансного лазерного излучения ( $\mu = 1$ ,  $\delta = 1$ ) и фазово-сжатого резонансного лазерного излучения ( $\mu = 1$ ,  $B^0/\gamma = 0.05$ ).



**Рис. 2.** Частотная зависимость второго пика магнитопоглощения (в относительных единицах). Кривые 1–3 получены соответственно для когерентного резонансного лазерного излучения ( $\mu = 0$ ,  $\delta = 1$ ), амплитудно-сжатого резонансного лазерного излучения ( $\mu = 1$ ,  $\delta = 1$ ) и фазово-сжатого резонансного лазерного излучения ( $\mu = 1$ ,  $B^0/\gamma = 0.05$ ).

Следовательно, амплитудно-сжатая волна более активно влияет на форму магнитопоглощения, чем когерентное резонансное лазерное излучение. При  $N = 1$ ,  $n = 1$  (электроны из дырочного состояния переходят

на первый магнитоквантованный электронный уровень) частотная зависимость  $K(\Omega)$  согласно соотношению (3) описывается двумя пиками (рис. 2), что характерно для исследуемого процесса [7]. С ростом  $\mu$  (кривая 1 на рис. 2 получена при  $\delta = 1$ ,  $\mu = 0$ , а кривая 2 — при  $\delta = 1$ ,  $\mu = 1$ ) величина расщепления увеличивается, что является благоприятным условием для экспериментального наблюдения предсказанного эффекта при амплитудном сжатии.

Исследуем особенности, вносимые в коэффициент поглощения  $\Omega$ -света фазово-сжатой резонансной электромагнитной волной ( $2\varphi_\alpha - \varphi = \pi$ ). Как непосредственно следует из (2), при  $N = 0$  и  $n = 1$  нетрудно получить

$$K_{(r)}(\Omega) = -\frac{K_0}{\sqrt{\gamma\omega^2}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dx}{\sqrt{B^0/\gamma + (x\sqrt{\mu} + 1)^2}} \times \exp\left(-\frac{x^2}{2}\right) \exp\left\{\frac{-\Delta_0^2}{B^0/\gamma + (x\sqrt{\mu} + 1)^2}\right\}. \quad (5)$$

В точке максимума поглощения ( $\Delta_0 = 0$ ) при  $B^0/\gamma \ll 1$  коэффициент поглощения как функция частоты описывается узкой кривой, максимум которой определяется величиной электрон-фононного взаимодействия (кривая 3 на рис. 1 ( $B^0/\gamma = 0.05$ ,  $\mu = 1$ )). С ростом параметра  $B^0$ , определяющего взаимодействие носителей с длинноволновыми акустическими фононами, максимум уменьшается, следовательно, форма кривой поглощения может зависеть от температуры. Это принципиальное отличие от когерентного резонансного лазерного излучения, вносимое фазово-сжатой электромагнитной волной.

Для фазово-сжатой электромагнитной волны резонансного лазерного излучения, как непосредственно следует из (3), при переходе носителя на первый уровень Ландау ( $N = 1$ ,  $n = 1$ ) второй пик магнитопоглощения не расщепляется (кривая 3 на рис. 2 получена при  $\mu = 1$ , когда  $B^0/\gamma = 0.05$ ). Рассмотренное выше влияние когерентного и сжатого света на частотную зависимость магнитопоглощения указывает на возможность создания анализирующего устройства на основе размерно-квантованных систем, позволяющего исследовать статистические свойства электромагнитной волны лазерного излучения и управлять процессами поглощения слабого  $\Omega$ -света в этих системах при помощи резонансной интенсивной электромагнитной волны.

## Список литературы

- [1] И.В. Лернер, Ю.Е. Лозовик. ФЭТФ **78**, 3, 1167 (1980).
- [2] H.Q. Hou, W. Staguhn, N. Miura, Y. Segawa, S. Takeyama, Y. Aoyagi, J.M. Zhou. Solid State Commun. **74**, 8, 687 (1990).
- [3] L.V. Butov, A. Zrenner, M. Shayegan, G. Abstreiter, H.C. Monoharan. Phys. Rev. B **49**, 19, 14054 (1994).
- [4] W. Edelstein, H.N. Spector, R. Marasas. Phys. Rev. B **39**, 7697 (1989).
- [5] R.J. Elliot, R. London. J. Phys. Chem. Solid. **15**, 2, 196 (1960).

- [6] Э.П. Сиявский. ФТТ **16**, 11, 3201 (1974).
- [7] Э.П. Сиявский, Е.И. Брусенская. ФТТ **44**, 6, 1116 (2002).
- [8] M.S. Kim, F.A. Olivera, P.L. Knight. Phys. Rev. A **40**, 9, 2494 (1989).
- [9] Э.П. Сиявский, Е.И. Гребенщикова. ЖЭТФ **116**, 6(12), 2069 (1999).
- [10] R. Loudon, P. Knight. J. Mod. Phys. **34**, 3, 709 (1987).
- [11] О.Б. Препелица. ЖЭТФ **112**, 5(11), 1543 (1997).