

Внутризонное поглощение света в квазидвумерных системах во внешних электрическом и магнитном полях

© Э.П. Синявский, С.М. Соковнич

Институт прикладной физики Академии наук Молдавии,
2028-М Кишинев, Молдавия

(Получена 16 октября 1998 г. Принята к печати 17 ноября 1998 г.)

Изучается внутризонное поглощение света в параболических квантовых ямах, когда напряженность электрического поля направлена вдоль оси пространственного квантования, а напряженность магнитного поля параллельна плоскости размерно-ограниченной системы. В такой геометрии возможны прямые оптические переходы между уровнями размерного квантования, коэффициент поглощения света в максимуме достигает больших значений ($\sim 3 \cdot 10^2 \text{ см}^{-1}$), частота максимума поглощения зависит от величины магнитного поля. Показано, что при нормальном падении электромагнитной волны с ростом напряженности электрического поля поглощение уменьшается, и в сильных магнитных полях недостаточно ограничиваться при расчетах борновским приближением.

1. Большой интерес к исследованиям внутризонных оптических переходов (например, переходов между размерно-квантованными состояниями зоны проводимости) в квантовых ямах (КЯ) связан с возможным созданием длинноволновых инфракрасных детекторов [1], эмиттеров, быстродействующих модуляторов, а также квантовых каскадных лазеров [2]. Возможность создания КЯ различной ширины позволяет изменять длину волны работы детектора, что делает квантово-размерные системы перспективными для оптоэлектроники. Впервые мощное поглощение для внутризонных переходов в КЯ GaAs–AlGaAs наблюдалось в [3]. Сильное инфракрасное внутризонное поглощение на длине волны 8,2 мкм в легированных КЯ GaAs/AlAs исследовалось в работе [4]. При этом поглощение в максимуме при комнатной температуре достигало величины $1.6 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$. В последние годы стали интенсивно изучаться процессы внутризонного поглощения света в непрямых полупроводниковых КЯ [5–10].

Для КЯ Si–Si_{1-x}Ge_x [5–8], GaSb–Ga_{0,6}Al_{0,4}Sb_{0,9}Al_{0,1} [6], Ga_{1-x}Al_xSb–AlSb [9] возможно сильное внутридолинное поглощение ($L1 \rightarrow L2$) в направлении [100], что может служить хорошей основой для использования их в качестве инфракрасных детекторов. Благодаря сильной анизотропии эффективных масс при нормальном падении света коэффициент поглощения в максимуме достигает больших значений ($\sim 9 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$).

В настоящей работе проводится исследование особенностей коэффициента внутризонного поглощения света в параболической квантовой яме (ПКЯ) во внешнем электрическом и магнитном полях.

ПКЯ являются очень привлекательными размерно-ограниченными системами, так как в них эквидистантные состояния размерного квантования возникают при достаточно больших толщинах слоя ямы d_0 . Например, для ПКЯ GaAs–Al_xGa_{1-x}As при $d_0 = 1000 \text{ \AA}$ шаг размерного квантования достигает величины 14 мэВ и, следовательно, при $T < 100 \text{ К}$ эти квантовые уровни могут легко экспериментально наблюдаться. Поэтому не

удивительно, что оптические свойства ПКЯ экспериментально исследовались при $d_0 > 2000 \text{ \AA}$ [11,12]. Именно такие широкие КЯ могут оказаться очень перспективными для оптоэлектроники, так как позволяют относительно просто исследовать интенсивное внутризонное поглощение света, падающего параллельно поверхности системы (вектор поляризации направлен параллельно оси пространственного квантования). Наличие внешних электрического и магнитного полей дает возможность управлять рабочей частотой инфракрасного (ИК) детектора, величиной внутризонного поглощения света.

2. Рассмотрим ПКЯ, помещенную в однородное электрическое поле, вектор напряженности \mathbf{F} которого направлен вдоль оси пространственного квантования Oz , а напряженность внешнего магнитного поля H направлена параллельно поверхности КЯ. В рассматриваемой конфигурации полей искомый гамильтониан для электрона может быть записан в виде

$$\hat{H} = \frac{1}{2m} \left(\hat{P} + \frac{e}{c} \mathbf{A} \right)^2 + eFz + \frac{1}{2} m\omega^2 z^2. \quad (1)$$

Здесь m — эффективная масса электрона, $\hbar\omega$ — энергия пространственного квантования, \mathbf{A} — векторный потенциал. В калибровке для векторного потенциала $\mathbf{A}(0, Hz, 0)$, если напряженность внешнего магнитного поля направлена вдоль оси Ox , $\mathbf{H}(H, 0, 0)$, волновые функции и собственные значения гамильтониана могут быть найдены непосредственно:

$$\Psi_\alpha(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{L_x L_y}} \left(\frac{\lambda}{\pi} \right)^{1/4} \exp[i(K_x + K_y)] \times \exp\left[-\frac{1}{2}\lambda(z + \tilde{z}_0)^2\right] H_n\left[\sqrt{\lambda}(z + \tilde{z}_0)\right], \quad (2)$$

$$E_\alpha = \frac{1}{2m} \hbar^2 K_x^2 + \frac{1}{2m} \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 (K_y - K_0)^2 + \hbar\omega_0 \left(n + \frac{1}{2} \right) - \frac{e^2 F^2}{2m\omega^2}. \quad (3)$$

Здесь

$$\lambda = m\omega_0/\hbar, \quad \omega_0^2 = \omega^2 + \omega_c^2, \quad \omega_c = eH/mc,$$

$$\tilde{z}_0 = (eF + \hbar\omega_c K_y)/m\omega_0^2, \quad K_0 = eF\omega_c/\hbar\omega^2.$$

$H_n(x)$ — полиномы Эрмита, $\alpha(n, K_x, K_y)$ — квантовые числа, определяющие квантовые состояния, K_x, K_y — проекции волнового вектора электрона, L_x, L_y — длина КЯ в направлениях $0x$ и $0y$ соответственно.

Пусть линейно поляризованный свет с частотой Ω падает параллельно поверхности ПКЯ, а вектор поляризации направлен вдоль оси пространственного квантования. В этом случае возможны прямые оптические переходы между нижним состоянием с $n = 0$ и следующим с $n = 1$, и коэффициент поглощения света определяется соотношением

$$K(\Omega) = \frac{4\pi e^2 \lambda \hbar}{c\sqrt{\varepsilon_0} m^2 \Omega} n_e \frac{\gamma}{\gamma^2 + (\omega_0 - \Omega)^2}. \quad (4)$$

Здесь n_e — концентрация электронов в размерно-ограниченной системе; ε_0 — диэлектрическая проницаемость полупроводниковой КЯ; $2\hbar\gamma$ определяет полуширину внутризонного поглощения света и с учетом рассеяния электронов на акустических колебаниях в приближении упругого рассеяния при $k_0 T/\hbar\omega_0 < 1$ имеет вид

$$2\gamma\hbar = \sqrt{\frac{m\omega}{2\pi\hbar}} \frac{k_0 T m E_1^2}{\rho \hbar^2 v^2} \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^{3/2}, \quad (5)$$

где E_1 — константа деформационного потенциала, ρ — плотность кристалла, v — скорость звука. Для типичных параметров ПКЯ GaAs–AlGaAs $E_1 = 7$ эВ, $\rho = 5.4$ г/см³, $v = 3 \cdot 10^5$ см/с, $m = 0.06m_0$, $\hbar\omega$ [эВ] = $14/d_0$ [Å], при $T = 300$ К, $\omega_0/\omega = 12$, $d_0 = 10^3$ Å, $2\gamma\hbar \approx 5$ мэВ. Коэффициент поглощения в максимуме ($\omega_0 = \Omega$), согласно (4), имеет вид

$$K_m(\omega_0) = 4\pi e^2 n_e / c\sqrt{\varepsilon_0} m \gamma \quad (6)$$

и при $n_e = 2 \cdot 10^{15}$ см⁻³, $\varepsilon_0 = 8.2$, $K_m(\omega_0) = 3 \cdot 10^2$ см⁻¹.

Так как энергетическое расстояние между электронными состояниями, равное $\hbar\omega_0$, с ростом напряженности магнитного поля увеличивается, возникает уникальная возможность управлять внешним полем рабочей частотой ИК детектора в широких пределах.

3. Если электромагнитная волна падает нормально поверхности размерно-ограниченной системы, то внутризонное поглощение света возможно, когда в процессе поглощения участвует "третье тело", изменяющее квазиимпульс носителя. Исследуем не прямые оптические переходы, когда рассеяние электрона происходит на примесном центре, который будем описывать в модели потенциала нулевого радиуса [13]. В этой модели волновая функция зонного носителя с энергией E_α , согласно решению уравнения Липпмана–Швингера, имеет вид

$$\Psi_\alpha(\mathbf{r}) = \Psi_\alpha^{(0)}(\mathbf{r}) + \frac{V_0}{1 - V_0 \tilde{G}_\alpha(z_0, z_0)} \tilde{\Psi}_\alpha^{(0)}(\mathbf{r}) G_\alpha(\mathbf{r}, z_0). \quad (7)$$

Функция Грина $G_\alpha(\mathbf{r}, z_0)$ определяется соотношением

$$G_\alpha(\mathbf{r}, z_0) = \sum_{\alpha'} \frac{\Psi_{\alpha'}^{(0)}(\mathbf{r}) \Psi_{\alpha'}^{*(0)}(z_0)}{E_\alpha - E_{\alpha'} + i\delta}, \quad \delta \rightarrow +0, \quad (8)$$

V_0 описывает мощность примесного центра и связана с энергией локализованного состояния E_0 ($E_0 = -2\pi^2 \hbar^6 / V_0^2 m^3$),

$$\tilde{A}(z_0) = \left[1 + x \frac{\partial}{\partial x} + y \frac{\partial}{\partial y} + (z - z_0) \frac{\partial}{\partial z} \right] A(\mathbf{r}) \Big|_{\substack{x=y=0, \\ z=z_0}}.$$

При записи выражения (7) предполагалось, что примесь локализована в точке с координатами $\mathbf{r}_0(0, 0, z_0)$.

Если вектор поляризации световой волны направлен вдоль вектора напряженности магнитного поля ($\mathbf{H} \parallel 0x$), то матричный элемент оператора импульса на волновых функциях (7) вычисляется непосредственно. В результате с учетом закона сохранения энергии $E_{\alpha'} - E_\alpha = \hbar\Omega$ получаем

$$\int \Psi_\alpha^*(\mathbf{r}) \hat{p}_x \Psi_{\alpha'}(\mathbf{r}) d\mathbf{r} = \frac{V_0}{L_x L_y} \left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^{1/2} \frac{1}{\Omega} \frac{1}{\sqrt{2^n n! 2^{n'} n'!}} \times \exp\left[-\frac{\lambda}{2}(\tilde{z}_0 + z_0)^2\right] \exp\left[-\frac{\lambda}{2}(\tilde{z}'_0 + z_0)^2\right] \times H_n\left[\sqrt{\lambda}(\tilde{z}_0 + z_0)\right] H_{n'}\left[\sqrt{\lambda}(\tilde{z}'_0 + z_0)\right] \times \left\{ -\frac{K'_x}{1 - V_0 \tilde{G}_\alpha^*(z_0, z_0)} + \frac{K_x}{1 - V_0 \tilde{G}_{\alpha'}(z_0, z_0)} \right\}. \quad (9)$$

В дальнейшем рассмотрим случай $\beta\hbar\omega_0 \gg 1$, когда электроны находятся в нижней зоне проводимости ($n = 0$). При этом процессы поглощения света с последующим рассеянием на примеси (второе слагаемое в (9)) менее вероятны, чем процессы с рассеянием на примесном потенциале с последующим поглощением электромагнитной волны (первое слагаемое в (9)). С учетом указанных приближений коэффициент поглощения света можно представить в виде

$$K(\Omega) = \frac{8\pi e^2 V_0^2 N_c}{c\sqrt{\varepsilon_0} m^2 \Omega^3} \frac{\lambda}{(L_x L_y)^2} \sum_{\alpha', K_x, K_y} f_{K_x, K_y}^{(0)} \frac{1}{2^{n'} n'!} \times \exp\left[-\lambda(\tilde{z}_0 + z_0)^2\right] \exp\left[-\lambda(\tilde{z}'_0 + z_0)^2\right] \times H_{n'}^2\left[\sqrt{\lambda}(\tilde{z}'_0 + z_0)\right] \frac{K_x'^2}{|1 - V_0 \tilde{G}_\alpha^*(z_0, z_0)|^2} \times \delta[E_{\alpha'} - E_\alpha - \hbar\Omega], \quad (10)$$

N_c — концентрация примесных центров.

Для невырожденных полупроводниковых КЯ

$$f_{K_x K_y n}^{(0)} = n_e^0 \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right) \frac{\pi \beta \hbar^2}{m} \times \exp \left\{ -\beta \left[\frac{\hbar^2 K_x^2}{2m} + \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 (K_y - K_0)^2 \right] \right\},$$

$n_e^0 = N/L_x L_y$ — поверхностная концентрация электронов.

Рассмотрим частные случаи, позволяющие аналитически исследовать поведение $K(\Omega)$ во внешних полях. Если магнитное поле отсутствует ($\omega_c = 0$, $\omega_0 = \omega$), то коэффициент внутризонного поглощения света принимает вид

$$K(\Omega) = K^{(B)}(\Omega) J(\xi, \beta). \quad (11)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$K^{(B)}(\Omega) = \frac{e^2 V_0^2 N_c n_e m}{c \hbar^4 \omega \sqrt{\varepsilon_0}} \exp(-\xi^2) \Phi(\xi, \Omega),$$

$$\xi^2 = \left(z_0 + \frac{eF}{m\omega^2} \right)^2 \lambda_0, \quad \lambda_0 = \frac{m\omega}{\hbar},$$

$$\Phi(\xi, \Omega) = \exp(-\xi^2) \sum_n \frac{H_n^2(\xi)}{2^n n!} \left(1 - \frac{\hbar\omega}{\hbar\Omega} n \right) \left(\frac{\omega}{\Omega} \right)^2,$$

$$J(\xi, \beta) = \int_0^\infty \frac{\exp(-x)}{|1 - \tilde{G}_x(z_0, z_0)|^2} dx. \quad (12)$$

Как непосредственно следует из закона сохранения энергии, $1 - n\omega/\Omega \geq 0$. Функция $J(\xi, \beta)$ описывает отклонение $K(\Omega)$ от коэффициента поглощения в борновском приближении $K^{(B)}(\Omega)$. Расчет функции Грина $\tilde{G}_x(z_0, z_0)$ проводится обычным способом, используемым в модели потенциала нулевого радиуса [13]. Ввиду громоздкости выражение для $\tilde{G}_x(z_0, z_0)$ здесь не приводится. Исследования показывают, что при $\hbar\omega/k_0T \gg 1$ $\exp(-\xi^2)J(\xi, \beta)$ практически от температуры не зависит и с ростом ξ^2 уменьшается.

На рис. 1 представлена зависимость $\Phi(\xi, \Omega)$ от Ω/ω для различных значений ξ^2 . Как показывают расчеты, вклад высокоэнергетических состояний с $n \neq 0$ в $\Phi(\xi, \Omega)$ незначителен, поэтому можно считать $\Phi(\xi, \Omega) \approx \exp(-\xi^2)(\omega/\Omega)^2$, т.е. с ростом ξ^2 $\Phi(\xi, \Omega)$ уменьшается.

Если примесь расположена в центре размерно-ограниченной системы, $z_0 = 0$, $\xi^2 = (e^2 F^2 / m^2 \omega^4) \lambda_0$, то в отсутствие электрического поля минимум потенциальной энергии электрона ($U(z) = (1/2)m\omega^2 z^2$) расположен над локализованным состоянием. В электрическом поле, вектор напряженности \mathbf{F} которого направлен вдоль оси пространственного квантования, минимум потенциальной энергии ($U(z) = (1/2)m\omega^2 z^2 + eFz$) смещается, удаляясь от примеси, и, следовательно, электрон-примесное взаимодействие уменьшается. Последнее обстоятельство и приводит к тому, что коэффициент внутризонного поглощения света с ростом ξ^2 убывает.

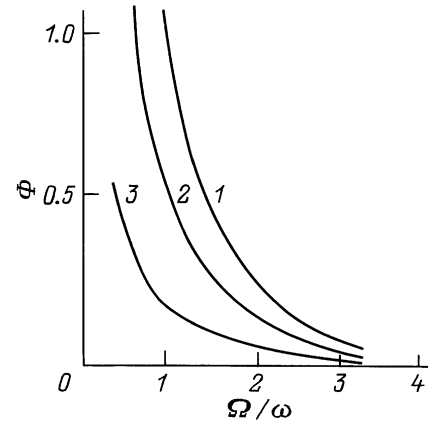


Рис. 1. Частотная зависимость коэффициента поглощения света (в относительных единицах). 1–3 соответствуют $\xi^2 = 0, 1, 2$.

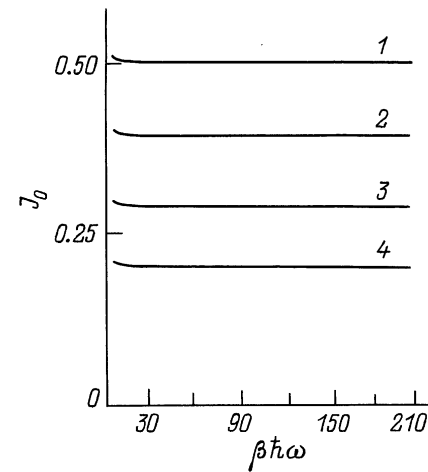


Рис. 2. Зависимость $J_0(\beta, \delta)$ от температуры. 1–4 соответствуют $\delta = 0.25, 1, 4, 10$.

Несколько иная ситуация возникает, когда легирующая примесь находится не в центре КЯ. Если примесь локализована в точке $-z_0$, то $\xi^2 = \lambda(-z_0 + eF/m\omega^2)$ и с ростом F (ξ^2 уменьшается) минимум потенциальной энергии приближается к примеси, что приводит к увеличению электрон-примесного взаимодействия, т.е. к росту внутризонного поглощения света. При $z_0 = eF/m\omega^2$, $\xi^2 = 0$ и дальнейшее увеличение F (минимум $U(z)$ удаляется от $-z_0$) приводит к росту ξ^2 , т.е. к уменьшению $K(\Omega)$. Заметное изменение внутризонного поглощения света от величины и направления напряженности электрического поля, места расположения легирующей примеси может оказаться важным в оптоэлектронике.

Рассмотрим случай, когда рассеивающие центры расположены в середине КЯ ($z_0 = 0$) и электрическое поле отсутствует ($\xi^2 = 0$). В области низких температур, $\hbar\omega/k_0T \gg 1$, $(\omega_c/\omega)^2(k_0T/\hbar\omega_0) \ll 1$ и выражение (10) при $\hbar\Omega \leq \hbar\omega_0$ (в сумме по n' сохраняем член с $n' = 0$)

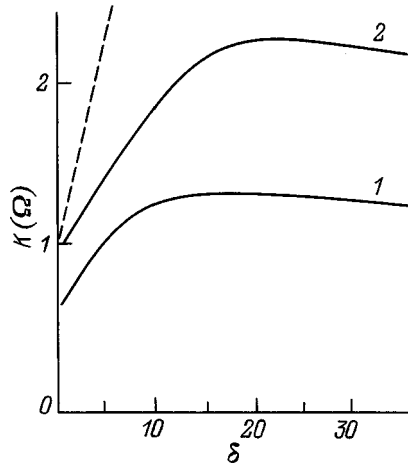


Рис. 3. Зависимость коэффициента поглощения света от магнитного поля (в относительных единицах). 1, 2 соответствуют $\Omega/\omega = 1, 0.8$. Штриховая линия — борновское приближение при $\Omega/\omega = 1$.

принимает вид

$$K(\Omega) = K_0(\omega_0/\Omega)^2 J(\beta, \delta) \exp(-\gamma) \{I_0(\gamma) + I_1(\gamma)\}. \quad (13)$$

Здесь $K_0 = 2e^2 V_0^2 n_e N_c m / c \sqrt{\epsilon_0} \hbar^4 \omega$, $\gamma = \delta(\Omega/\omega_0)$, $\delta = (\omega_c/\omega)^2$. $I_0(\gamma)$, $I_1(\gamma)$ — модифицированные функции Бесселя соответственно нулевого и первого порядка, $J_0(\beta, \delta)$ описывается соотношением (12), в котором функция Грина $\tilde{G}_x(z_0, z_0)$ вычисляется при $\xi = 0$, но $\delta \neq 0$, обычными методами, используемыми в теории потенциала нулевого радиуса [13].

На рис. 2 приведена зависимость $J_0(\beta, \delta)$ от $\beta\omega\hbar$ при различных значениях магнитного поля. Кривые 1–4 получены соответственно при $\delta = 0.25, 1, 4, 10$ для случая $\Delta = (\hbar\omega/2\pi E_0)^{1/2} = 0.1$. Как непосредственно следует из рис. 2, при низких температурах $J_0(\beta, \delta)$ от температуры практически не зависит, но заметным образом уменьшается с ростом магнитного поля. Это означает, что в сильных магнитных полях заметным образом увеличивается электрон-примесное взаимодействие и ограничивается при расчете $K(\Omega)$ борновским приближением ($J_0(\beta, \delta) = 1$) не правомочно.

На рис. 3 приведена зависимость внутризонного поглощения света (в относительных единицах) от величины магнитного поля при различных Ω/ω . Как видно из рисунка, коэффициент поглощения с ростом напряженности магнитного поля ведет себя немонотонным образом. Заметим, что в борновском приближении (штриховая линия на рис. 3, полученная при $\Omega/\omega = 1$) $K(\omega)$ с ростом H увеличивается. Следовательно, внутризонное поглощение света в размерно-ограниченных системах заметным образом зависит от внешних электрического и магнитного полей, что может оказаться очень важным при работе ИК детекторов.

Список литературы

- [1] B.F. Levine, K.K. Choi, C.G. Bethea, J. Walker, R.J. Malik. Appl. Phys. Lett., **50**, 1092 (1987).
- [2] J. Faist, F. Capasso, D.L. Sivco et. al. Science, **264**, 553 (1994).
- [3] L.C. West, S.J. Eglash. Appl. Phys. Lett., **46**, N 12, 1156 (1985).
- [4] B.F. Levine, R.J. Malik, J. Walker, K.K. Choi, C.G. Bethea, D.A. Kleinman, J.M. Vandenberg. Appl. Phys. Lett., **50**, 273 (1987).
- [5] C.-L. Yang, D.-S. Pan, R. Samoano. J. Appl. Phys., **65**, 3253 (1989).
- [6] Y. Zhang, N. Baruch, W.I. Wang. Appl. Phys. Lett., **63**, 1068 (1993).
- [7] R. Misra, D.W. Greve, T.E. Schlesinger. Appl. Phys. Lett., **67**, 2548 (1995).
- [8] E.R. Brown, S.J. Eglas. Phys. Rev. B, **41**, 7559 (1990).
- [9] H. Xie, J. Piao, J. Katz, W.I. Wang. J. Appl. Phys., **70**, 3152 (1991).
- [10] F. Namavar, R.A. Soref. J. Appl. Phys., **70**, 3370 (1991).
- [11] A.C. Gossard Inst. Phys. Conf. Ser., **69**, 1 (Bristol, Inst. Phys., 1983).
- [12] S.M. Wang, G. Treideris, W.Q. Chen, T.G. Andersson. Appl. Phys. Lett., **62**, 61 (1993).
- [13] Ю.Н. Демков, В.Н. Островский. *Метод потенциалов нулевого радиуса в атомной физике* (Л., 1975).

Редактор Л.В. Шаронова

Intraband absorption of light in quasi-two-dimensional systems in external electric and magnetic fields

E.P. Sinyavskii, S.M. Sokovnich

Institute of Applied Physics,
Academy of Sciences of Moldova,
MD-2028 Kishinev, Moldova

Abstract Intraband light absorption in parabolic quantum wells is studied, when the electric field is directed along the size quantization axis and the magnetic field is parallel to the plane of the quantum well layer. When the light polarization vector is parallel to the spatial quantization axis then the direct optical transitions between the size-quantized levels are possible. In this polarization the maximal value of the light absorption coefficient is reached the great values ($3 \cdot 10^2 \text{ cm}^{-1}$) and the absorption frequency depends on the magnetic field strength. It is shown, that at the normal incidence of the electromagnetic wave the absorption decreases with the increase of the electric field strength and in the case of high magnetic field the evaluation of the absorption coefficient in the Born approximation is incorrect.