

УДК 535.42:534.29

БРЭГГОВСКОЕ ОТРАЖЕНИЕ СВЕТОВЫХ ВОЛН ОТ СВЕРХРЕШЕТОК ВБЛИЗИ ЭКСИТОННЫХ РЕЗОНАНСОВ

П.А. ХИЛО, Л.И. КРАМОРЕВА, Н.В. ШАТЬКО

*Учреждение образования «Гомельский государственный
технический университет имени П.О. Сухого»,
Республика Беларусь*

Теоретически исследовано влияние экситонного резонанса в слое сверхрешетки на ее оптические свойства. Показано, что при совпадении частот брэгговского и экситонного резонансов в спектре отражения появляется глубокий провал: глубина провала обратно пропорциональна коэффициенту затухания экситона, а ширина провала пропорциональна параметру продольно-поперечного расщепления. Изучено влияние экситонного резонанса на поляризационные характеристики отраженных от сверхрешетки световых волн.

Введение. Сверхрешетки (СР) на основе *GaAs-AlAs* широко используются в различных оптических устройствах в качестве брэгговских отражателей [1-3]. Одним из методов исследования оптических свойств СР является поляризационная спектроскопия отраженного света, так как наличие брэгговского резонанса и тонкой структуры брэгговского отражения существенно влияют на эллиптичность и азимут поляризации световых волн [4]. В [5] исследованы энергетические коэффициенты отражения и поляризационные эффекты при наклонном падении световых волн на СР на основе *GaAs-AlAs* с линейным поглощением одного из слоев. Вместе с тем, хорошо известно, что кристаллы *GaAs* имеют экситонные полосы поглощения, лежащие в инфракрасной области спектра [6]. Влияние резонансного экситонного поглощения на энергетические коэффициенты отражения СР для случая нормального падения световых волн исследовано в работе [5], но поляризационные характеристики световых волн при отражении от резонансно поглощающих СР до сих пор не изучались.

В настоящей работе исследованы энергетические и поляризационные характеристики отраженных световых волн при наклонном падении на СР, когда частота экситонного резонанса расположена в пределах одного из брэгговских максимумов отражения.

Математическая модель. Рассмотрим отражение световой волны от СР, содержащей N пар чередующихся слоев *GaAs-AlAs*. Частотная зависимость диэлектрической проницаемости *GaAs* в окрестности изолированного экситонного резонанса описывается функцией [6]:

$$\varepsilon_2(\omega) = \varepsilon_2 \left(1 + \frac{\omega_{LT}}{\omega_0 - \omega - i\Gamma} \right), \quad (1)$$

где ω_0 – частота резонанса, ω_{LT} – продольно-поперечное расщепление, Γ – затухание экситона.

Профиль показателя преломления $n(z, \omega)$ вдоль оси Z такой СР описывается выражением:

$$n(z, \omega) = \begin{cases} n_0 & z < 0, \\ \tilde{n}_2(\omega) & m\Lambda < z < m\Lambda + b, \\ n_1 & m\Lambda + b < z < (m+1)\Lambda, \\ n_1 & z > N\Lambda, \\ m = 0, 1, \dots, N, \end{cases} \quad (2)$$

где n_0 – показатель преломления покрытия, $\tilde{n}_2(\omega) = \sqrt{\varepsilon_2'(\omega)}$, $\tilde{n}_2(\omega) = n_2(\omega) + i\chi_2(\omega)$, где $n_2(\omega)$, $\chi_2(\omega)$ – действительная и мнимая части показателя преломления слоев $GaAs$, n_1 – показатель преломления слоев $AlAs$, $\Lambda = a + b$ – период СР. Для рассматриваемой модели (1) экситонного резонанса имеем:

$$n_2(\omega) = \frac{1}{2} \sqrt{\varepsilon_2'(\omega) + \sqrt{\varepsilon_2'^2(\omega) + \varepsilon_2''^2(\omega)}}; \quad \chi_2(\omega) = \frac{1}{2} \sqrt{-\varepsilon_2'(\omega) + \sqrt{\varepsilon_2'^2(\omega) + \varepsilon_2''^2(\omega)}},$$

$$\text{где } \varepsilon_2'(\omega) = \varepsilon_2 \left(1 + \frac{\omega_{LT}(\omega_0 - \omega)}{(\omega_0 - \omega)^2 + \Gamma^2} \right), \quad \varepsilon_2''(\omega) = \frac{\varepsilon_2 \Gamma \omega_{LT}}{(\omega_0 - \omega)^2 + \Gamma^2}.$$

Выберем систему координат так, чтобы плоскость XZ совпадала с плоскостью падения, а ось Y – была перпендикулярна к ней. Пусть плоскополяризованная световая волна с азимутом поляризации φ_0 падает под углом Θ_0 на СР. Электрические векторы падающей E_0 и отраженной E_1 световых волн удобно представить в виде разложения:

$$E_0 = e_{p0} A_0 + e_2 B_0, \quad E_1 = e_{p1} A_1 + e_2 B_1,$$

где $e_{p0} = \frac{[e_2, k_0]}{|[e_2, k_0]|}$, $e_{p1} = \frac{[e_2, k_1]}{|[e_2, k_1]|}$ – единичные векторы поляризации, лежащие в плоскости падения, e_2 – единичный вектор поляризации, перпендикулярный к ней; k_0, k_1 – волновые векторы падающей и отраженной волн; A_0, A_1 – p -составляющие; B_0, B_1 – s -составляющие электрического вектора световой волны; $A_0 = A_{in} \cos \varphi_0$, $B_0 = A_{in} \sin \varphi_0$, A_{in} – амплитуда падающей световой волны.

Компоненты A_1, B_1 электрического вектора E_1 отраженной от СР световой волны равны:

$$A_1 = A_{in} r_p \cos \varphi_0, \quad B_1 = A_{in} r_s \sin \varphi_0,$$

где $r_s = \frac{r_{01}^s + r_s^{sL}}{1 + r_{01}^s r_s^{sL}}$, $r_p = \frac{r_{01}^p + r_p^{sL}}{1 + r_{01}^p r_p^{sL}}$, r_{01}^s, r_{01}^p – френелевские коэффициенты отражения на

границах сред с показателями преломления n_0 и n_1 ; r_s^{sL}, r_p^{sL} – коэффициенты отражения волн s - и p -поляризации от согласованной СР. Очевидно, что учет экситон-

ного поглощения в слоях $GaAs$ приводит к зависимости r_s^{sL} , r_p^{sL} от частоты. Амплитудный коэффициент отражения от согласованной СР дается выражением [7]:

$$r^{sL} = \frac{CU_{N-1}}{AU_{N-1} - U_{N-2}}, \quad (3)$$

где C , A – элементы матрицы переноса, имеющие вид:

$$C = i\delta\beta e^{-i\varphi_1} \sin \varphi_2, A = \delta e^{-i\varphi_1} (\cos \varphi_2 - i\alpha \sin \varphi_2),$$

где $\delta = (1 - r_{12}^2) / t_{12}t_{21}$, r_{12} – френелевские коэффициенты отражения на границе слоев, t_{12} , t_{21} – френелевские коэффициенты прохождения слоев СР, $\varphi_1 = \omega a m_{1z} / 2c$, $\varphi_2 = \omega b (m'_{2z} + im''_{2z}) / 2c$, где m_{1z} – проекция вектора рефракции m_1 на ось Z в слое $AlAs$, m'_{2z} , m''_{2z} – действительная и мнимая проекции вектора рефракции m_2 на ось Z в слое $GaAs$, которые выражаются через $n_2(\omega)$, $\chi_2(\omega)$:

$$m'_{2z} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{p(\omega) + \sqrt{p^2(\omega) + q^2(\omega)}}, \quad m''_{2z} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{-p(\omega) + \sqrt{p^2(\omega) + q^2(\omega)}},$$

где $p(\omega) = n_2^2(\omega) - \chi_2^2(\omega) - n_1^2 \sin^2 \vartheta_0$, $q(\omega) = 4n_2^2(\omega)\chi_2^2(\omega)$,

$U_N = \sin[(N-1)K\Lambda] / \sin(K\Lambda)$, $K\Lambda = \arccos[(A+D)/2]$, K – модуль волнового вектора волны Блоха в СР, $D = \delta \exp(i\varphi_1)(\cos \varphi_2 + i\alpha \sin \varphi_2)$. Параметры α и β зависят от состояния поляризации волн. Для волны s -поляризации при расчете r_s^{sL} следует полагать:

$$\alpha_s = \frac{1}{2} \left(\frac{m_{1z}}{m'_{2z} + im''_{2z}} + \frac{m'_{2z} + im''_{2z}}{m_{1z}} \right), \quad \beta_s = \frac{1}{2} \left(\frac{m'_{2z} + im''_{2z}}{m'_{1z}} - \frac{m'_{1z}}{m'_{2z} + im''_{2z}} \right).$$

Для волны p -поляризации при расчете r_p^{sL} параметры α и β принимают вид:

$$\alpha_p = \frac{1}{2} \left(\frac{m_{1z}(m_2 + i\chi)^2}{m_1^2(m'_{2z} + im''_{2z})} + \frac{m_1^2(m'_{2z} + im''_{2z})}{m_{1z}(m_2 + i\chi)^2} \right),$$

$$\beta_p = \frac{1}{2} \left(\frac{m_{1z}(m_2 + i\chi)^2}{m_1^2(m'_{2z} + im''_{2z})} - \frac{m_1^2(m'_{2z} + im''_{2z})}{m_{1z}(m_2 + i\chi)^2} \right).$$

Вдали от экситонного резонанса $\chi_2(\omega) \rightarrow 0$, следовательно $q(\omega) \rightarrow 0$ и выражение (3) определяет амплитудный коэффициент отражения согласованной СР без учета поглощения [7].

Введем комплексную величину $\xi = \frac{B_1}{A_1} = \frac{r_s}{r_p} \operatorname{tg} \varphi_0$, которая позволяет рассчитать эллиптичность ρ отраженной волны [8]:

$$\rho = \frac{1 + |\xi|^2 - \sqrt{(1 + |\xi|^2)^2 + (\xi - \xi^*)^2}}{1 + |\xi|^2 + \sqrt{(1 + |\xi|^2)^2 + (\xi - \xi^*)^2}}. \quad (4)$$

Исходя из выражений (3) и (4) изучались спектральные зависимости энергетических коэффициентов отражения световых волн s - и p -поляризации, эллиптичности и ориентации эллипса поляризации отраженной от СР световой волны при условии, что частота экситонного резонанса находится в пределах брэгговского максимума первого порядка. Исследовалась классическая сверхрешетка $GaAs-AlAs$ с показателями преломления $n_1 = 3,4$ и $n_2 = 3,6$ и соотношением толщины слоев $b = a = \Lambda/2$. Параметры экситона брались из экспериментальной работы [9]: $\omega_{LT} = 2,73 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$, $\Gamma = 1,67 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$.

Результаты расчетов. На рис. 1 приведены спектральные зависимости энергетических коэффициентов отражения от СР световых волн s - и p -поляризации. Видно, что на частоте экситонного резонанса происходит глубокая модуляция коэффициентов отражения световых волн. Это поведение R_s и R_p волн объясняется тем, что в случае, когда частота падающей световой волны совпадает с частотой экситонного резонанса ω_0 , возникает значительное поглощение в слоях $GaAs$.

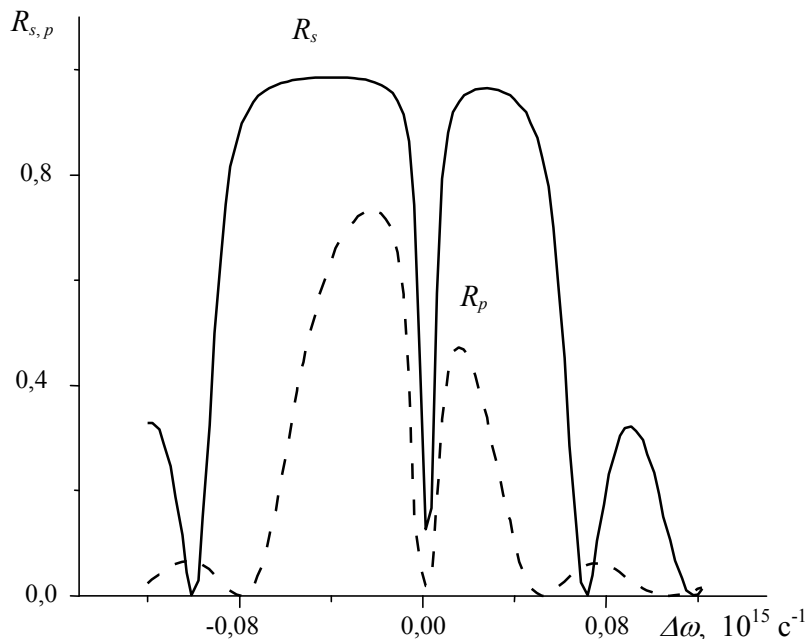


Рис. 1. Зависимость энергетических коэффициентов $R_{s,p}$ волн s - и p -поляризации от величины отстройки $\Delta\omega$ от резонансной частоты, $N = 40$

Рисунки 2, 3 демонстрируют спектральные зависимости энергетических коэффициентов отражения от СР световых волн s -поляризации для значений продольно-поперечного расщепления ω_{LT} и коэффициента затухания экситона Γ , отличающихся в 10 раз. Видно, что глубина провала обратно пропорциональна коэффициенту затухания экситона Γ , а ширина провала пропорциональна параметру продольно-поперечного расщепления ω_{LT} . Аналогичные спектральные зависимости имеют место для волн p -поляризации.

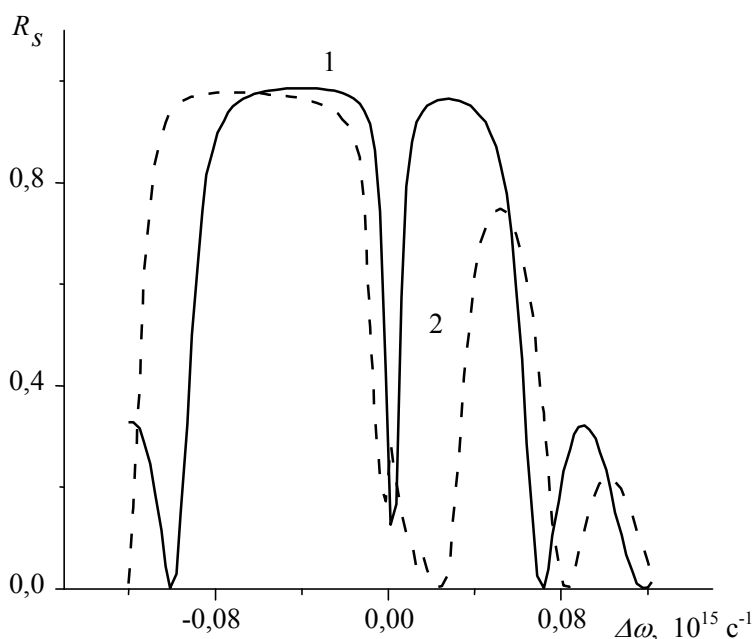


Рис. 2. Зависимость коэффициента отражения R_s волны s-поляризации от величины отстройки $\Delta\omega$ от резонансной частоты, $N = 40$, при различных значениях параметра продольно-поперечного расщепления $\omega_{LT} = 2,73 \cdot 10^{11} \text{ c}^{-1}$ (кривая 1) и $\omega_{LT} = 27,3 \cdot 10^{11} \text{ c}^{-1}$ (кривая 2)

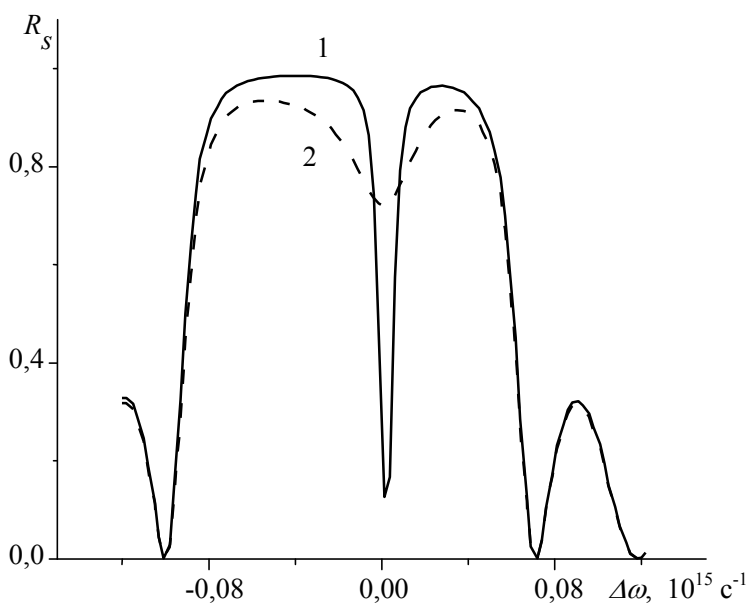


Рис. 3. Зависимость коэффициента отражения R_s волны s-поляризации от величины отстройки $\Delta\omega$ от резонансной частоты, $N = 40$, при различных значениях коэффициента затухания $\Gamma = 1,67 \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$ (кривая 1) и $\Gamma = 16,7 \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$ (кривая 2)

Исследование эллиптичности ρ отраженной от СР световой волны в пределах брэгговского максимума отражения от величины отстройки $\Delta\omega$ от резонансной частоты показывает, что наличие экситонного резонанса приводит к возникновению эллиптической поляризации отраженной световой волны, максимальная величина которой пропорциональна числу слоев СР (рис. 4). Кроме того, обнаружено смещение частоты, соответствующей максимуму эллиптичности в длинноволновую область при увеличении числа слоев СР.

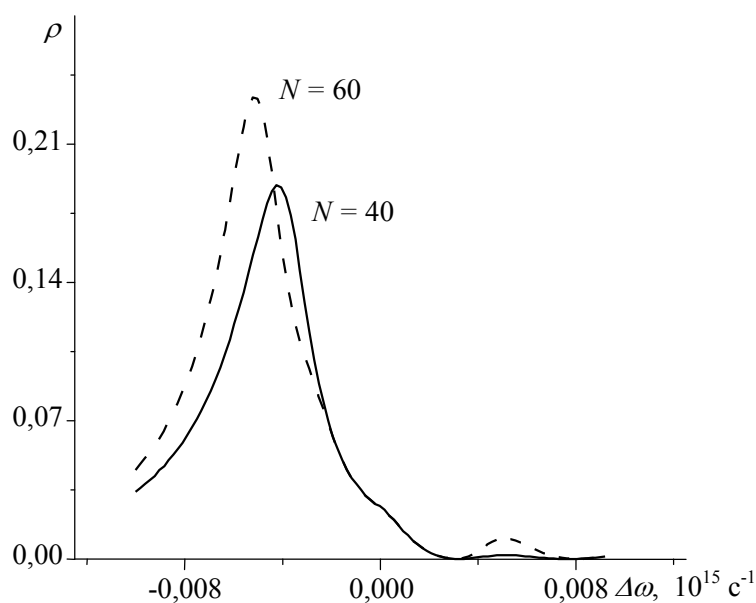


Рис. 4. Зависимость эллиптичности ρ отраженной световой волны от величины отстройки $\Delta\omega$ от резонансной частоты, при различных значениях числа слоев сверхрешетки

Выводы. Таким образом, в работе исследовано влияние экситонного резонанса в слое СР на ее оптические свойства. Показано, что при совпадении частот Брэгга и экситонного резонанса в спектре отражения появляется глубокий провал. Глубина провала обратно пропорциональна коэффициенту затухания экситона Γ . Ширина линии провала пропорциональна параметру продольно-поперечного расщепления ω_{LT} .

Обнаружено влияние экситонного резонанса на эллиптичность отраженного света. Наличие экситонного резонанса приводит к возникновению эллиптической поляризации отраженной световой волны, максимальная величина которой пропорциональна числу слоев СР. Кроме того, наблюдается смещение частоты, соответствующей максимуму эллиптичности в длинноволновую область спектра при увеличении числа слоев СР.

Список литературы

1. Saka T., Hirofani M., Susana H. //J.Appl. Phys. 1993.V.73. P 380-383.
2. Saka T., Hirofani M., Susana H. //J.Appl. Phys. 1993. V.74. P. 3189-3193.
3. Ueno Y. //IEEE J.Quant.Electron., 1994.QE-30. P. 223-224.
4. Хило П.А. //ЖПС. – 2000. – Т. 67, – № 2. – С. 199-202.
5. Хило П.А. //Изв. НАНБ. Сер. физ.-матем. наук. – 2001. – № 2. – С. 93-96.
6. Ярив А., Юх П. Оптические волны в кристаллах. – М.: Мир, 1987. – 616 с.
7. Kavokin A., Kaliteevski M. //J.Appl. Phys. 1996.V.79. P. 595-598.
8. Федоров Ф.И. Оптика анизотропных сред. – Минск: Издательство АН БССР, 1958. – 380 с.
9. Ивченко Е.Л., Копьев П.С., Кочерешко В.П. и др. //Физ. и техн. полупроводн. – 1988. – Т. 22. – С. 784-788.

Получено 27.04.2004 г.