Эффект увеличения фотоупругости в сверхрешетках вблизи междузонных резонансов, стимулированный локализацией носителей в квантовой яме

© Р.А. Аюханов, Г.Н. Шкердин

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
141120 Фрязино, Московская обл., Россия
E-mail: gns277@ire216.msk.su

(Поступила в Редакцию 18 апреля 2000 г.
В окончательной редакции 31 июля 2000 г.)

Получено аналитическое выражение для резонансной диэлектрической проницаемости и линейных коэффициентов фотоупругости в слоистых структурах с квантовыми ямами вблизи межзонных резонансов. Показано, что в таких структурах величина резонансной фотоупругости значительно больше, чем в объемном случае и может превышать фотоупругость вблизи резонанса объемного экситона. Отмечено, что такой результат связан с локализацией невзаимодействующих электрона и дырки в слое с квантовой ямой и такая система вблизи межзонного резонанса определяет упруго-оптические свойства сверхрешетки подобно экситону в объемном кристалле.

Как было показано в [1], локализация электронов и дырок в квантовой яме (QW) приводит к существенному увеличению линейных коэффициентов фотоупругости (КФ) в слоистых структурах с квантовыми ямами (MQWS) в области экситонных резонансов. Можно предположить, что эта локализация, придающая системе электрон–дырка свойства осциллятора, также должна увеличивать КФ вблизи резонансов между дискретными уровнями свободных (невзаимодействующих) электронов и дырок в собственных QW относительно резонанса зона–зона в объемном кристалле. Оценим эту величину.

Используя методику матрицы плотности [2], развитую для случая невзаимодействующих электрона и дырки, находящихся в QW, в приближении бесконечно глубокой ямы, получаем выражение для резонансной части диэлектрической проницаемости (ДП) в области переходов между дискретными уровнями свободных электронов и дырок в QW

$$\varepsilon_{ik}(\mathbf{r},t) = \frac{4\pi e^2}{m^2\omega^2 V_p} \times \sum_{n,n',\mathbf{k}_\parallel} \frac{\left(f^c_{n',\mathbf{k}_\parallel+\varkappa_\parallel} - f^v_{n,\mathbf{k}_\parallel}\right)\frac{1}{4L^2}\left[\int\limits_{-L/2}^{L/2} c_{n'}(z)c_n(z)dz\right]^2 L^{nn'}_{ik}}{\hbar\omega + E_{n,\mathbf{k}_\parallel,v} - E_{n',\mathbf{k}_\parallel+\varkappa_\parallel,c} + is},$$

$$c_n(z) = \left(1-(-1)^n\right)\cos\frac{\pi n z}{L} + \left(1+(-1)^n\right)\sin\frac{\pi n z}{L},$$

$$L^{nn'}_{ik} = \langle v, n, \mathbf{k}_{0,\parallel}|e^{i\varkappa\mathbf{r}}\hat{p}_i|c, n', \mathbf{k}_{0,\parallel}+\varkappa_\parallel\rangle \times \langle c, n', \mathbf{k}_{0,\parallel}+\varkappa_\parallel|e^{i\varkappa\mathbf{r}}\hat{p}_k|v, n, \mathbf{k}_{0,\parallel}\rangle,$$

$$|c, v, n, \mathbf{k}_{0,\parallel}\rangle = \frac{1}{\sqrt{\Omega}} u_{c,v,n,\mathbf{k}_{0,\parallel}}(\mathbf{r}),$$

$$E_{c,n',\mathbf{k}_\parallel+\varkappa_\parallel} = E_g + \frac{\hbar^2\pi^2}{2m^*_{e,\perp}L^2}n'^2 + \frac{\hbar^2[(\mathbf{k}_\parallel - \mathbf{k}_{0,\parallel}) + \varkappa_\parallel]^2}{2m^*_{e,\parallel}},$$

$$E_{v,n,\mathbf{k}_\parallel} = -\frac{\hbar^2\pi^2}{2m^*_{h,\perp}L^2}n^2 - \frac{\hbar^2(\mathbf{k}_\parallel - \mathbf{k}_{0,\parallel})^2}{2m^*_{h,\parallel}}. \qquad (1)$$

Здесь $V_p = SL_P$ — величина объема периода MQWS, $L_P = L + L_B$ — толщина периода MQWS, L — ширина WQ, L_B — ширина барьера, S — площадь поверхности MQWS, параллельная слоям, ω, $\varkappa$ — частота и волновой вектор возбуждающей электрон электромагнитной волны, E_g — ширина запрещенной зоны в объемном случае в слое, составляющем QW, $m^*_{e\perp;\parallel}$, $m^*_{h\perp;\parallel}$ — эффективные массы электрона и дырки в направлениях, перпендикулярном и параллельном слоям MQWS, Ω — объем элементарной ячейки трехмерного кристалла, на основе которого создана QW, $u_{c,v,n,\mathbf{k}_{0,\parallel}}(\mathbf{r})$ — амплитуда блоховской функции для зоны проводимости (c) или валентной зоны (v) в состоянии n с волновым вектором $\mathbf{k}_{0,\parallel}$ в слое с QW (предполагается, что в состоянии n минимум для зоны проводимости и максимум для валентной зоны совпадают и находятся в точке $\mathbf{k}_{0,\parallel}$), $\mathbf{k}_\parallel$, $\varkappa_\parallel$ — соответственно компоненты волновых векторов $\mathbf{k}$ и $\varkappa$ в плоскости, параллельной слоям MQWS, $n = 1, 2, 3\ldots$ — номера дискретных уровней пространственного квантования состояний электрона и дырки в QW (такое представление амплитуды блоховской функции отражает ситуацию, когда ограничение толщины ямы в направлении, перпендикулярном слоям MQWS, трансформирует квазинепрерывный спектр электронных состояний объемного кристалла [3] и квантовые числа, характеризующие блоховскую функцию k_x, k_y, k_z, заменяются на k_x, k_y, n), $E_{c,v,n,\mathbf{k}_\parallel}$, $f^{c,v}_{n,\mathbf{k}_\parallel}$ — энергии электронных состояний и функции распределения электронов по энергиям соответственно для зоны проводимости и валентной зоны, трансформированных в QW, $\hat{p}$ — оператор импульса, e, m — заряд и масса электрона, s — ширина линии резонансного перехода с разностью энергий $E_{c,n',\mathbf{k}_\parallel+\varkappa_\parallel} - E_{v,n,\mathbf{k}_\parallel}$.

Деформация, приложенная к MQWS, меняя величину электронных уровней по закону $E_{c,n',\mathbf{k}_\parallel+\varkappa_\parallel} = E^0_{c,n',\mathbf{k}_\parallel+\varkappa_\parallel} + \Lambda^{c,n'}_{ik}u_{ik}$ и $E_{v,n,\mathbf{k}_\parallel} = E^0_{v,n,\mathbf{k}_\parallel} + \Lambda^{v,n}_{ik}u_{ik}$ в общем случае нелинейно меняет и резонансную ДП ($E^0_{c,v,n,\mathbf{k}_\parallel}$ — величины энергетических уровней в отсутствие деформации, $\Lambda_{ik}^{c,v,n}$ — тензоры потенциалов деформации внутризонных переходов в подзоне с номером n в зоне проводимости и валентной зоне соответственно, u_{ik} — тензор деформации). В дальнейшем ограничимся линейным членом зависимости ДП от u_{ik}, что возможно при малой величине деформации, т.е. когда $(\Lambda_{ik}^{c,n'} - \Lambda_{ik}^{v,n})u_{ik} \ll |\hbar\omega + E^0_{v,n,\mathbf{k}_\parallel} - E^0_{c,n',\mathbf{k}_\parallel+\varkappa_\parallel} + is|$, будем считать, что $f^v_{\mathbf{k}_\parallel} \cong 1$, $f^c_{\mathbf{k}_\parallel+\varkappa_\parallel} \cong 0$, а также, так как суммирование по всем квантовым числам n и n' в (1) приводит к дополнительным осложнениям, пренебрежем вкладом в резонансную ДП уровней с $n > 1$. Как показывает анализ, последнее допустимо при условии $s < \hbar^2\pi^2/(2m^*_{h\perp}L^2)$, так как числитель первого члена ряда (т.е. члена с $n = n' = 1$) в (1) является наибольшим, а его знаменатель вблизи резонанса $\hbar\omega \to E_{c,1,\mathbf{k}_\parallel+\varkappa_\parallel} - E_{v,1,\mathbf{k}_\parallel}$ много меньше знаменателей других, неравных нулю членов ряда при выполнении указанного критерия, что для стандартных величин параметров может быть легко достижимо. Тогда, переходя от суммирования по $\mathbf{k}_\parallel$ к интегрированию, раскладывая получившееся выражение по $\Delta a = -(\Lambda_{ik}^{c,1} - \Lambda_{ik}^{v,1})u_{ik}$ в ряд, получаем в простейшем случае $k_{0,\parallel} = 0$ линейный член разложения ε_{ik} по Δa

$$\Delta\varepsilon_{ik} = -A^{11}_{ik}\left(\frac{\hbar^2\pi^2}{2\mu_\parallel L_P^2}\right)^{\frac{1}{2}}\frac{\Delta a}{a+is}, \qquad (2)$$

здесь $A^{11}_{ik} = 2e^2L^{11}_{ik}/\pi m^2\omega^2(2\mu/\hbar^2)^{3/2}$, $a = \hbar\omega - E^0_g - \hbar^2\pi^2/(2\mu_\perp L^2)$ — отстройка от резонанса, $\mu_{\perp;\parallel} = m^*_{e\perp;\parallel}m^*_{h\perp;\parallel}/(m^*_{e\perp;\parallel} + m^*_{h\perp;\parallel})$ — приведенная масса электрона и дырки в направлении, перпендикулярном и параллельном слоям QW, E^0_g — ширина запрещенной зоны в отсутствие деформации.

Подставляя (2) в формулу линейного КФ в кубическом кристалле [1] $P_{111} = -\Delta\varepsilon_{11}/[(\varepsilon^0_{11})^2u_{11}]$, где ε^0_{11} — компонента стационарной ДП слоя, составляющего QW (считается, что $\varepsilon^0_{11} = \varepsilon^0_{22} = \varepsilon^0_{33} = \varepsilon_0$, где ε_0 — стационарная ДП объемного кристалла), можно оценить величину КФ в MQWS вблизи резонанса между основными состояниями электрона и дырки в слое с QW

$$P^{\mathrm{MQWS}}_{1111} = -A^{11}_{11}\left(\frac{\hbar^2\pi^2}{2\mu_\parallel L_P^2}\right)^{1/2}\frac{\Lambda_c - \Lambda_v}{(\varepsilon^0_{11})^2(a+is)}. \qquad (3)$$

Анализ полученного выражения показывает, что существенное значение имеет множитель $\left(\hbar^2\pi^2/(2\mu_\parallel L_P^2)\right)^{1/2}$, связанный с периодом MQWS или, что равнозначно, с плотностью N_{QW} квантовых ям в MQWS ($N_{\mathrm{QW}} = N/L_{\mathrm{MQWS}} = 1/L_P$, N — количество QW в MQWS, $L_{\mathrm{MQWS}} = NL$ — длина MQWS в направлении, перпендикулярном слоям). Это связано с тем, что локализация электрона и дырки в слое с QW позволяет рассматривать такую систему как осциллятор, и от плотности таких осцилляторов при их резонансном возбуждении зависит как величина линейных ДП (2), так и линейная фотоупругость.

Сравнение (3) и КФ (P^V_{1111}) вблизи междузонных резонансов в объемном кристалле [4] дает следующее соотношение (для одинаковых отстроек от резонанса a и величин s):

$$\frac{P^{\mathrm{MQWS}}_{1111}}{P^V_{1111}} \sim \left[\left(\frac{\hbar^2\pi^2}{2\mu_\parallel L_P^2}\right) \Big/ (a+is)\right]^{1/2}, \qquad (4)$$

т.е. если $\hbar^2\pi^2/(2\mu_\parallel L_P^2) > |a + is|$, величина $P^{\mathrm{MQWS}}_{1111} > P^V_{1111}$. Отношение (4) качественно схоже с соотношением между КФ [5] для объемного экситона ($P^{V,EX}_{1111}$) и P^V_{1111}

$$\frac{P^{V,EX}_{1111}}{P^V_{1111}} \sim [R \,/\, (a+is)]^{3/2},$$

($R = \mu e^4/(2\varepsilon_0^2\hbar^2)$ — величина основного экситонного состояния, μ — приведенная масса электрона и дырки в объемном кристалле). Итак, система невзаимодействующих электрона и дырки в QW ведет себя подобно экситону, где роль кулоновского взаимодействия, локализующего электрон и дырку друг возле друга, выполняет пространственное ограничение движения электрона и дырки внутри QW. Сравнение P^{MQWS}_{1111} и $P^{V,EX}_{1111}$

$$\frac{P^{\mathrm{MQWS}}_{1111}}{P^{V,EX}_{1111}} \sim \left\{\left[(a+is)\left(\frac{\hbar^2\pi^2}{2\mu_\parallel L_P^2}\right)^{1/2}\right]^{2/3} \Big/ R\right\}^{3/2}$$

показывает, что величина P^{MQWS}_{1111} может даже значительно превышать $P^{V,EX}_{1111}$. При этом, как показывают расчеты, для стандартных величин параметров это достигается уже для таких отстроек от резонанса, когда $P^{V,EX}_{1111}$ еще имеет достаточно большие значения. Так, для системы $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ при $a \sim 8$ meV, $s \sim 4$ meV, $L_P = 309$ Å ($L = 102$ Å) и $P^{V,EX}_{1111} \sim -0.31$, величина $P^{\mathrm{MQWS}}_{1111} \sim -0.51$.

Таким образом, систему невзаимодействующих электрона и дырки, находящихся в MQWS в слое, составляющем QW, можно рассматривать как экситоноподобный осциллятор, в котором локализованность электрона и дырки в QW выполняет ту же функцию, что и кулоновское взаимодействие в экситоне. Усиление в области, непосредственно прилегающей к резонансу, частотной зависимости ДП для систем таких осцилляторов в MQWS будет приводить к увеличению КФ относительно объемного случая. Это увеличение весьма существенно и при определенных условиях может даже превышать величину резонансной фотоупругости вблизи резонанса объемного экситона.

MQW структуры в последнее время нашли применение для разработки акустооптических и электрооптических устройств модуляции электромагнитного излучения (см., например, [6]). Эффективность акустооптических модуляторов в значительной степени определяется величинами фотоупругих коэффициентов, поэтому представляет интерес изучение резонансных особенностей КФ, сопровождающихся значительным увеличением их величин. Экспериментальное исследование резонансной КФ вблизи междузонных резонансов в MQWS может быть проведено по обычной схеме для определения резонансной фотоупругости в объемных анизотропных кристаллах при использовании рассеяния Мандельшама–Бриллюэна аналогично, например, [7,8].

Авторы статьи выражают благодарность Ю.В. Гуляеву за плодотворные обсуждения и А.Ю. Лейдерман за постоянный интерес к работе.

Список литературы

[1] Р.А. Аюханов, Г.Н. Шкердин. ФТТ **35**, *7*, 1916 (1993).
[2] S.L. Adler. Phys. Rev. **126**, *2*, 413 (1962).
[3] D.S. Chemla. Helv. Phys. Acta. **56**, 607 (1983).
[4] Ю.В. Гуляев, Г.Н. Шкердин. ФТП **14**, *12*, 2397 (1980).
[5] Р.А. Аюханов, Ю.В. Гуляев, Г.Н. Шкердин. ФТП **16**, *12*, 2174 (1982).
[6] F.C. Jain, K. Bhattachajee, T. Grudkowski. Proc. IEEE 1991 Ultrasonic Symposium. V. 1, p. 529. December 1991, Lake Nuena Vista, FL.
[7] R. Berkowicz, T. Skettrup. Phys. Rev. **11B**, *6*, 2316 (1975).
[8] S. Adachi, C. Hamaguchi. Phys. Rev. **19B**, *4*, 938 (1979).