

УДК 539.2

ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ НА СЛОЕ, НАДЕЛЕННОМ НАНОСТРУКТУРОЙ С ОГРАНИЧИВАЮЩИМ ПОТЕНЦИАЛОМ В ВИДЕ ДВОЙНОЙ КВАНТОВОЙ ЯМЫ

Д.М. СЕДРАКЯН¹, А.Ж. ХАЧАТРЯН², В.Д. БАДАЛЯН¹, В.А. ХОЕЦЯН¹

¹Ереванский государственный университет

² Государственный инженерный университет Армении

(Поступила в редакцию 9 февраля 2006 г.)

Исследована проблема оптимизации интенсивности излучения второй гармоники на слое, наделенном наноструктурой с ограничивающим потенциалом в виде двойной квантовой ямы. Выявлены значения параметров ямы, обеспечивающие режим двойного резонанса. Изучены зависимости оптических характеристик системы от параметров ямы. Показано, что максимальное преобразование излучения получается при наибольшем значении коэффициента генерации второй гармоники.

1. В настоящее время одной из центральных задач оптики низкоразмерных полупроводниковых систем является получение высокоэффективной генерации второй гармоники (ГВГ) электромагнитного излучения на квантовых ямах [1-3]. Для теоретического исследования этого вопроса рассматривались асимметричные наноструктуры с несколькими эквидистантно расположенными энергетическими уровнями [3-20]. Нахождение ограничивающего потенциала, обеспечивающего эквидистантность энергетических уровней, является сложной вариационной задачей, которая не имеет однозначного решения. Параметры потенциала могут быть варьированы таким образом, чтобы при изменении положений уровней эквидистантность между ними сохранялась. Однако вариация параметров, не нарушая условий резонанса, сильно влияет на значения дипольных матричных элементов переходов, что, в свою очередь, может привести к значительному изменению оптических характеристик системы. Из сказанного, в частности, следует, что задача нахождения условий оптимальной ГВГ не может быть полностью решена в рамках микроскопической теории, т.е. выявлением параметров наноструктуры, приводящих к максимальному коэффициенту ГВГ или же минимальному коэффициенту поглощения на удвоенной частоте фотона. Полная теория оптимизации, наряду с определением оптических характеристик, должна также рассматривать решения уравнений макроскопических полей, определяющих интенсивности основного и генерируемого излучений при различных значениях оптических характеристик

системы [4].

2. Пусть плоская монохроматическая электромагнитная волна падает на однородный слой, наделенный наноструктурой, представляющей собой слоистую систему на основе материала GaAs/Al_pGa_{1-p}As. Будем рассматривать излучение лазера на CO₂, фотоны которого вызывают резонансные переходы между размерно-квантованными уровнями электронного спектра структуры (энергия фотона $\hbar\omega = 0.116$ эВ). Для рассматриваемого материала зависимость энергии запрещенной зоны от параметра состава p имеет следующий вид [13]:

$$E_g = E_g^{GaAs} + 1.36p + 0.22p^2, \quad (1)$$

где $E_g^{GaAs} = 1.42$ эВ. Разница нижних границ зон проводимости в различных участках гетеросистемы, формирующая ограничивающий потенциал, получается из E_g вычитанием значения энергии сдвига потолка валентной зоны $\Delta E_v = 0.48p$. Различие эффективной массы электрона M в разных материалах, а также эффект непараболичности зон, т.е. зависимость M от энергии электрона E для рассматриваемой системы учитывается формулой [13]

$$M = m(0.067 + 0.083p) \left[1 \pm \frac{U(p) - E}{E_g} \right], \quad (2)$$

где m – масса свободного электрона, U – потенциальная энергия, знак “+” в квадратной скобке отвечает условию $U(p) > E$, знак “-” – условию $U(p) \leq E$.

Мы ограничим наше исследование выбором параметра состава $p = 0.4$, т.е. рассмотрим наноструктуру

$$\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}, \quad (3)$$

которая создает ограничивающий потенциал в виде прямоугольной потенциальной ямы с глубиной $V \approx 0.347$ эВ, содержащей внутри себя прямоугольный барьер (двойная квантовая яма). В такой системе можно получить энергетические уровни, равноудаленные друг от друга.

Потенциал структуры (3), а также эффективная масса электрона в различных областях ямы могут быть представлены в следующем виде:

$$U(x), M(x) = \begin{cases} V, M, & x < 0, \\ 0, m, & 0 < x < z, \\ V, M, & z < x < z + d, \\ 0, m, & z + d < x < L, \\ V, M, & x > L, \end{cases} \quad (4)$$

где $U(x)$, $M(x)$ – значения потенциальной энергии и эффективной массы электрона в соответствующих областях, L – ширина ямы, d – толщина барьера; параметр z , определяющий положение барьера внутри ямы, может принимать значения в интервале $[0, L - d]$.

Для потенциала (4) спектр связанных состояний определяется из следующего

уравнения [21]:

$$\operatorname{tg}\{kd\} = \frac{2mM\chi k \operatorname{Re}(1/t) + (m^2\chi^2 - M^2k^2) \operatorname{Im}(1/t) - (m^2\chi^2 + M^2k^2) \operatorname{Im}(r/t)}{2mM\chi k \operatorname{Im}(1/t) - (m^2\chi^2 - M^2k^2) \operatorname{Re}(1/t) + (m^2\chi^2 + M^2k^2) \operatorname{Re}(r/t)}, \quad (5)$$

где

$$\chi = \sqrt{2M(E-V)/\hbar^2}, \quad k = \sqrt{2mE/\hbar^2}, \quad (6)$$

r и t – амплитуды отражения и прохождения электрона через прямоугольный барьер с центром в точке $x = z + d/2$:

$$\frac{1}{t} = \exp\{ikd\} \left[\cos\{\chi d\} - i \frac{m^2\chi^2 + M^2k^2}{2mM\chi k} \sin\{\chi d\} \right], \quad (7)$$

$$\frac{r}{t} = \frac{i(m^2\chi^2 - M^2k^2)}{2mM\chi k} \exp\{ik(d+2z)\} \sin\{\chi d\}. \quad (8)$$

Ниже мы будем интересоваться теми значениями параметров (4), при которых в системе реализуется режим двойного резонанса, т.е. энергии связанных состояний эквидистантны, а разница между ними кратна энергии падающего фотона $\hbar\omega$.

Прежде всего найдем те условия, при которых в рассматриваемой модели возможен двойной резонанс. Как видно из формул (5)-(8), при фиксированных глубине квантовой ямы и высоте прямоугольного барьера, а также значениях эффективной массы в различных областях гетеросистемы, уравнение (5), определяющее спектр связанных состояний, содержит три независимых параметра: d , z , L . Уравнение (5) может рассматриваться как некоторое соотношение, связывающее энергии состояний E_n с этими параметрами:

$$f(E_n, d, z, L) = 0. \quad (9)$$

Потребуем теперь, чтобы первые три энергетических уровня были эквидистантны. Обозначив расстояние между ближайшими уровнями через Δ ($\Delta = E_2 - E_1 = E_3 - E_2$) и используя (9), условие эквидистантности может быть записано в виде следующей системы уравнений:

$$\begin{cases} f(E_1, d, z, L) = 0, \\ f(E_1 + \Delta, d, z, L) = 0, \\ f(E_1 + 2\Delta, d, z, L) = 0. \end{cases} \quad (10)$$

Исследование системы трансцендентных уравнений (10) в общем случае может быть проведено численными методами. Очевидно, что система (10) обладает решением только при определенных значениях параметров модели. Так, если рассматривать один из параметров потенциала как свободный (например, толщину барьера d), то при $\Delta = \text{const}$ положение первого уровня E_1 , а также ширина ямы L и положение барьера z должны зависеть от d . Последнее означает также наличие зависимости между величинами E_1 , L , z .

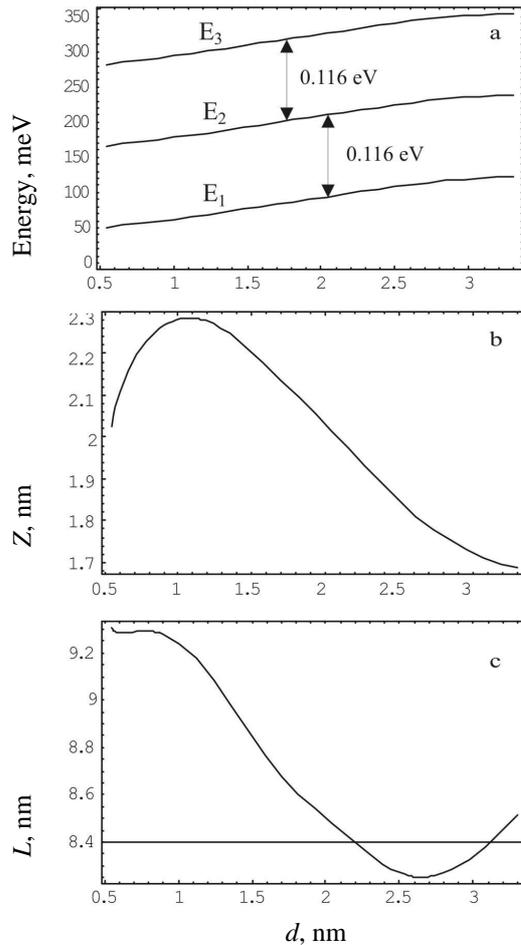


Рис.1. Зависимость энергетических уровней и параметров потенциала z , L от ширины барьера d .

На рис.1а представлены зависимости значений энергий уровней E_1 , E_2 , E_3 и L , z от ширины барьера d в режиме двойного резонанса для случая $E_2 - E_1 = E_3 - E_2 = \hbar\omega = 0.116 \text{ эВ}$. На рис.1б,с представлены зависимости величин z , L от d , при которых возможен режим двойного резонанса. Как видно из рис.1а, увеличение толщины барьера ведет к увеличению энергий уровней. Заметим также, что эквидистантность уровней может быть достигнута только для значений d начиная с 0.55 нм. Эта величина соответствует минимальному значению ширины барьера, способному переместить энергетические уровни пустой ямы на требуемую величину. Верхний предел значений d не ограничен, т.е. эквидистантность между уровнями может быть достигнута при любом сколь угодно большом d . Как видно из рис.1а, при больших значениях d положение уровней структуры почти не меняется. Последнее означает, что при больших значениях d двойная квантовая яма представляет собой две отдельные прямоугольные ямы, между которыми, вследствие большой толщины разделяющей их стенки, туннельный переход электрона невозможен. На рис.1б

показана зависимость положения барьера внутри ямы от его ширины. Из рисунка видно, что зависимость L от d не является монотонной. В частности, наибольшая удаленность барьера от стенки ямы достигается при $d \approx 1.07$ нм. Как видно из рис.1с, ширина ямы также оказывается немонотонной функцией от толщины барьера, причем L в области значений d достигает двух минимумов и одного максимума. Из рис.1b,c легко также заметить, что при $d \rightarrow \infty$ ширина ям не меняется ($z \rightarrow \text{const}$ и $L - z - d \rightarrow \text{const}$), в то время как L линейно меняется по d .

3. Вычислим оптические характеристики модели в режиме двойного резонанса. Коэффициент ГВГ $\chi_{2\omega}^{(2)}$, а также коэффициенты поглощения на основной α_ω и удвоенной частоте $\alpha_{2\omega}$, в режиме двойного резонанса, определяются согласно обычным формулам [3]

$$\alpha_\omega = \frac{e^2 \rho \omega \mu_{12}^2}{\varepsilon_0 n c \hbar \Gamma}, \quad \alpha_{2\omega} = \frac{2e^2 \rho \omega \mu_{13}^2}{\varepsilon_0 n c \hbar \Gamma}, \quad \chi_{2\omega}^{(2)} = \frac{e^3 \rho}{\varepsilon_0} \frac{\mu_{12} \mu_{31} \mu_{23}}{(\hbar \Gamma)^2}, \quad (11)$$

где $\mu_{lm} = \langle l | x | m \rangle$ – дипольный матричный элемент перехода между l -ой и m -ой минизонами, e – заряд электрона, $\hbar \omega$ – энергия фотона, ρ – плотность поверхностных зарядов и $\Gamma_{12} = \Gamma_{13} = \Gamma$ соответствует времени спонтанного перехода электрона из l -ой минизоны в m -тую минизону, n – показатель среды, которая считается не зависящей от ω . Из (11), в частности, видно, что для нахождения структуры с максимальным значением $\chi_{2\omega}^{(2)}$ необходимо определить те значения параметров потенциала, для которых произведение дипольных матричных элементов переходов $|\mu_{12} \mu_{23} \mu_{31}|$ максимально.

На рис.2а показаны зависимости дипольных матричных элементов от толщины барьера. Как видно из рисунка, увеличение ширины барьера ведет к уменьшению значений дипольных матричных элементов для переходов между третьим и вторым, а также между вторым и первым уровнями. Из рисунка также видно, что зависимость μ_{13} от d является немонотонной, в то время как μ_{12} , μ_{23} при увеличении d убывают. Для больших значений d матричные элементы μ_{23} , μ_{12} стремятся к нулю, а μ_{31} имеет конечный предел, из чего, в частности, следует, что при определенных значениях d значение μ_{31} должно превосходить значения матричных элементов μ_{23} , μ_{12} . Такое поведение зависимости μ_{31} , μ_{23} , μ_{12} от ширины барьера имеет место для произвольной двойной квантовой ямы вне зависимости от величины энергии фотона. Действительно, при $d \gg 1$ мы имеем две почти полностью раздельные квантовые ямы, волновые функции которых слабо перекрываются. В одной яме локализуется волновая функция только второго уровня, в то время как в другой локализуются первый и третий уровни. Если ширина одной ямы будет выбрана таким образом, чтобы его уровень попадал в середину уровней другой, то неограниченное увеличение толщины барьера d не будет влиять на уровни энергии.

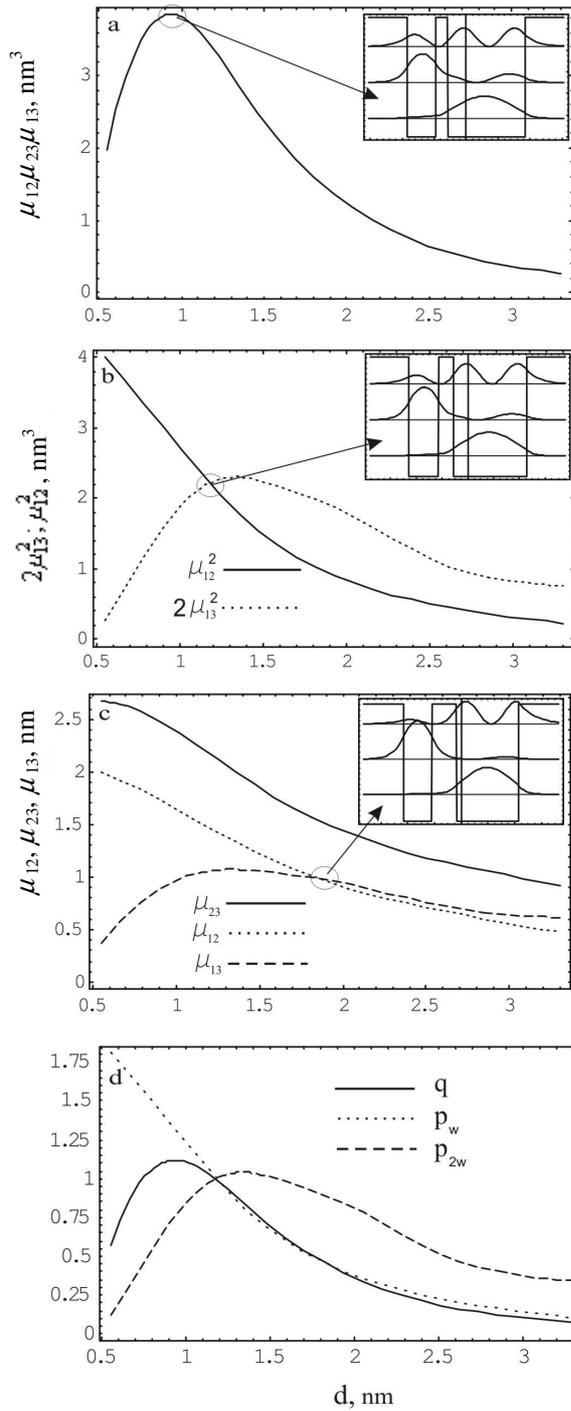


Рис.2. Зависимости $\mu_{12}\mu_{23}\mu_{31}$, μ_{12}^2 , $2\mu_{13}^2$, μ_{31} , μ_{23} , μ_{12} и p_w , p_{2w} , q от d в режиме двойного резонанса.

На рис.2b представлена зависимость коэффициентов поглощения на основной

$\alpha_\omega \sim |\mu_{12}|^2$ и удвоенной частотах $\alpha_{2\omega} \sim 2|\mu_{13}|^2$ от толщины барьера. Заметно, что α_ω является монотонно убывающей функцией, в то время как $\alpha_{2\omega}$ имеет один максимум. Примечательно, что $\alpha_{2\omega}$ может быть как больше, так и меньше α_ω . Равенство $\alpha_{2\omega} = \alpha_\omega$ имеет место тогда, когда параметры потенциала принимают следующие значения: $d = 1.18$ нм, $L = 9.14$ нм, $z = 2.28$ нм, для которых $|\mu_{12}\mu_{23}\mu_{31}| = 3.44$ нм³, $2|\mu_{13}|^2 = |\mu_{12}|^2 = 2.21$ нм².

На рис.2с показана зависимость произведения дипольных матричных элементов переходов от толщины барьера. Как видно из графика, коэффициент генерации в зависимости от d имеет явно выраженный максимум. Максимум $|\mu_{12}\mu_{23}\mu_{31}| = 3.848$ нм³ достигается при $d = 0.925$ нм, $L = 9.275$ нм, $z = 2.271$ нм. При этом $2|\mu_{13}|^2 = 2.98$ нм² и $|\mu_{12}|^2 = 1.71$ нм², которые, согласно (11), определяют коэффициенты поглощения на основной и удвоенной частотах.

4. На основе проведенных в п.3 вычислений рассмотрим задачу определения интенсивности излучения второй гармоники для однородного слоя с коэффициентом генерации $\chi_{2\omega}$ и коэффициентами поглощения α_ω , $\alpha_{2\omega}$. В приближении медленно меняющихся амплитуд при малой дисперсии ($n(2\omega) = n(\omega) = n \approx 3.2$) интенсивности основного I_1 и генерированного I_2 излучения как функции от толщины слоя s определяются следующей системой нелинейных уравнений [22]:

$$\frac{dA_1}{ds} + \frac{\alpha_\omega}{2} A_1 = -\sigma A_1 A_2 \exp\{-i\Delta ks\}, \quad (12)$$

$$\frac{dA_2}{ds} + \frac{\alpha_{2\omega}}{2} A_2 = \sigma A_1^2 \exp\{-i\Delta ks\} \quad (13)$$

с начальными условиями $A_1(0) = A_0$ и $A_2(0) = 0$. Величины A_1 и A_2 связаны с напряженностью электрического поля основной и второй гармоник соотношениями $A_1 = \sqrt{n/\omega} E_1$ и $A_2 = \sqrt{n/\omega} E_2$. Уравнения (12), (13) являются системой укороченных уравнений для описания основной и генерированной наноструктурой электромагнитных волн, в которых пренебрегается вторыми производными амплитуд по полю. На первый взгляд, вследствие малости длины взаимодействия волн применение данного приближения может вызвать сомнение. Однако, с учетом приближенного характера проводимого далее расчета, а также основной цели представленной работы, а именно: показать, что оптимизировать эффективность генерации нужно не только по микроскопическим параметрам задачи, но и по макроскопическим, т.е. длине взаимодействия, малость ширины наноструктурированного слоя не является ограничивающим фактором. Вследствие этого расчет макроскопических полей далее проводится с применением приближения медленно меняющихся амплитуд. Коэффициент σ , связывающий уравнения (12), (13), выражается через $\chi_{2\omega}$ согласно следующей формуле:

$$\sigma = \chi_{2\omega} \frac{\sqrt{2}}{c} \left(\frac{\omega}{n}\right)^{3/2}. \quad (14)$$

Величина $\Delta k = k_2 - 2k_1$ является разницей между волновыми числами основной и

генерированной волн. Далее мы будем полагать ее равной нулю ($\Delta k = 0$) вследствие малости дисперсии. Важно отметить, что предположение $n(\omega) = n(2\omega)$ для рассматриваемой нами задачи вполне приемлемо вследствие большой оптической нелинейности. Ширина слоя s_{\max} , обеспечивающая на выходе наибольшую мощность излучения второй гармоники, намного меньше расстояния $2\pi / \Delta k = 165$ нм, на котором заметно проявляется эффект дисперсии. Согласно [3], даже при малой интенсивности поля основной гармоники на входе отношение $2\pi s_{\max} / \Delta k \sim 10^{-2}$.

Как следует из (11), (14), коэффициенты уравнений (12), (13) в режиме двойного резонанса могут рассматриваться как функции от параметров наноструктуры, т.е. $\alpha_\omega = \alpha_\omega(d, L, z)$, $\alpha_{2\omega} = \alpha_{2\omega}(d, L, z)$ и $\sigma = \sigma(d, L, z)$. Важно заметить, что режим двойного резонанса налагает определенную зависимость величин L и z от d (см. рис.2b,c). Это означает, что оптические характеристики системы, в конечном счете, зависят только от величины d , т.е. $\alpha_\omega = \alpha_\omega(d)$, $\alpha_{2\omega} = \alpha_{2\omega}(d)$ и $\sigma = \sigma(d)$.

Решение системы уравнений (12), (13) даже в предположении $\Delta k = 0$ возможно только численными методами. Однако, в отсутствие дисперсии поглощения, когда $\alpha_{2\omega} = \alpha_\omega = \alpha$, система уравнений (12), (13) имеет аналитическое решение [23]:

$$A_1(s) = \frac{A_0 \exp\{-\alpha s / 2\}}{\cosh\left[\frac{2\sigma_0 A_0}{\alpha}(1 - \exp\{-\alpha s / 2\})\right]}, \quad (15)$$

$$A_2(s) = \frac{A_0 \exp\{-\alpha s / 2\}}{\tanh\left[\frac{2\sigma_0 A_0}{\alpha}(1 - \exp\{-\alpha s / 2\})\right]}, \quad (16)$$

где через σ_0 обозначено значение σ при условии $\alpha_{2\omega} = \alpha_\omega$ (см. ниже). Мы показали, что для рассматриваемой наноструктуры при определенном выборе значений ее параметров случай бездисперсионного поглощения может быть реализован. Как следует из результатов п.3, это условие реализуется при $d = 1.18$ нм. Согласно расчетам, в данном случае $\alpha = \alpha_\omega(1.18 \text{ нм}) = \alpha_{2\omega}(1.18 \text{ нм})$ и $\sigma_0 = \sigma(1.18 \text{ нм})$.

Рассмотрим общий случай, когда в системе присутствует дисперсия поглощения ($\alpha_{2\omega} \neq \alpha_\omega$). Для удобства будем измерять величины α_ω , $\alpha_{2\omega}$ и σ в единицах α , σ_0 :

$$\alpha_\omega = p_\omega \alpha, \quad \alpha_{2\omega} = p_{2\omega} \alpha, \quad \sigma = q \sigma_0, \quad (17)$$

где p_ω , $p_{2\omega}$ и q являются безразмерными величинами, зависящими только от d . Введя обозначения $a_1 = A_1 / A_0$, $a_2 = A_2 / A_0$ и $t = \alpha s$, из (15), (16) получим

$$\frac{da_1}{dt} + \frac{p_\omega}{2} a_1 = -\frac{\sigma_0 A_0}{\alpha} q a_1 a_2, \quad \frac{da_2}{dt} + \frac{p_{2\omega}}{2} a_2 = \frac{\sigma_0 A_0}{\alpha} q a_1^2, \quad (18)$$

с начальными условиями $a_1(0) = 1$, $a_2(0) = 0$.

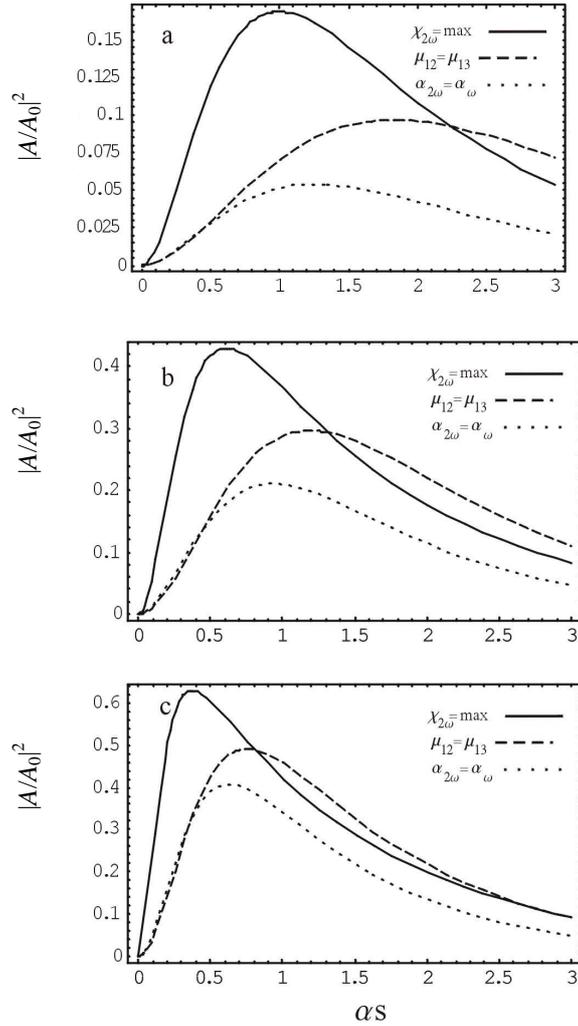


Рис.3. Зависимости $|A_2|^2/|A_0|^2$ от нормированной толщины наноструктурированного слоя αs в режиме двойного резонанса для трех различных случаев: $\mu_{12}\mu_{23}\mu_{31} = \max$, $\mu_{12} = \mu_{31}$, $\alpha_\omega = \alpha_{2\omega}$ и для трех разных значений параметра $2\sigma_0 A_0/\alpha = 1; 2.5; 5$ (рис. а, б, с, соответственно).

Ниже исследуем решение системы уравнений (18) при различных значениях d . На рис.2д изображены зависимости параметров p_ω , $p_{2\omega}$ и q от d . Случай бездисперсионного поглощения соответствует точке пересечения трех кривых в точке $d = 1.18$ нм ($p_\omega = p_{2\omega} = q = 1$). Рассмотрим еще два случая. Первый соответствует равенству матричных элементов переходов $\mu_{12} = \mu_{31}$, который рассматривался в работе [4] как наиболее оптимальный для преобразования основного излучения в излучение второй гармоники. Для этого случая $p_\omega = 1.32$, $p_{2\omega} = 0.76$, $q = 1.12$. Второй случай отвечает системе с максимальным значением коэффициента генерации. Согласно расчету, при этом имеем $p_\omega = 0.44$, $p_{2\omega} = 0.87$ и $q = 0.43$.

На рис.3 представлена зависимость $|A_2|^2/|A_0|^2$ от длины слоя в режиме

двойного резонанса для трех различных случаев: $|\mu_{12}\mu_{23}\mu_{31}| = \max$, $\mu_{12} = \mu_{31}$, $\alpha_{\omega} = \alpha_{2\omega}$ для трех различных значений параметра $2\sigma_0 A_0 / \alpha$. Как видно из представленных на рисунке графиков, максимальное преобразование излучения получается при наибольшем значении коэффициента генерации второй гармоники. Заметим также, что для больших значений αs эффект генерации второй гармоники становится более интенсивным при условии $\mu_{12} = \mu_{31}$.

Таким образом, можно заключить, что задача оптимизации для эффекта ГВГ не может быть выполнена только в рамках микроскопической теории. В зависимости от значений параметров наноструктуры, обеспечивающих режим двойного резонанса, условие, определяющее максимум интенсивности излучения второй гармоники, не является универсальным, как это предполагалось ранее [4]. В частности, это условие зависит не только от параметров потенциальной ямы, но также от толщины наноструктурированного слоя. Действительно, как видно из рис.3, условие, предложенное в работе [4], выполняется при больших d , а при малых значениях d условие максимума выполняется, когда коэффициент ГВГ максимален.

Работа выполнена в рамках АГП «Полупроводниковая микроэлектроника». Авторы выражают благодарность академику Э.М.Казаряну, профессору Г.К.Аветисяну и профессору А.О.Меликяну за полезное обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. L.C.West, S.J.Eglash. Appl. Phys. Lett., **46**, 1156 (1985).
2. M.M.Fejer, S.J.B.Yoo, R.L.Byes. Phys. Rev. Lett., **62**, 1041 (1989).
3. lia, C.C.Phillips. Appl. Phys. Lett., **72**, 2654 (1998).
4. E.Rosencher. J. Appl. Phys., **73**, 1909 (1993).
5. J.R.Meyer, C.A.Hoffman, F.J.Bartoli, L.R.Ram-Monah. Appl. Phys. Lett., **67**, 2756 (1995).
6. K.L.Vodopyanov, K.O'Neill, G.B.Serapiglia, C.C.Phillips. Appl. Lett., **72**, 2654 (1998).
7. Ch.Ma, L.Wang, S.Liu. Solid-State Electronics, **44**, 2123 (2000).
8. I.Vurgaftman, J.R.Meyer, L.R.Ram-Monah. IEEE J. Quantum Electron., **32**, 1334 (1996).
9. G. Lupre. Surf. Sci. Rep., **35**, 75 (1999).
10. K.X.Gou, Ch.Y.Chen, T.P.Das. Optical and Quantum Electronics, **33**, 231 (2001).
11. F.L.Madarasz, F.Szmulowicz, F.K.Hopkins. Phys. Rev. B, **52**, 8964 (1995).
12. K.Hagimoto, A.Moti. Appl. Opt., **34**, 8276 (1995).
13. G.Goldoni. J. Appl. Phys., **89**, 1755 (2001).
14. D.Indjin, Z.Ikonik, V.Milanovic, J.Radovanovic. IEEE J. Quantum Electron., **34**, 796 (1998);
A.Liu, S.L.Chuang, C.Z.Ning. Appl. Phys. Lett., **76**, 333 (2000).
15. A.Liu, S.L.Chuang, C.Z.Ning. Appl. Phys. Lett., **76**, 333 (2000).
16. S.Tomic, V.Milanovic, Z.Ikonik. J. Phys.: Condens. Matter, **10**, 6523 (1998).
17. J.Khurgin. Appl. Phys. Lett., **51**, 2100 (1987); Phys. Rev. B, **38**, 4056 (1988).
18. T.Park, G.Gumbs, Y.C.Chen. J. Appl. Phys., **86**, 1467 (1999).
19. H.Kuwatsuka, H.Ishikawa. Phys. Rev. B, **50**, 5323 (1993).
20. D.M.Sedrakian, A.Zh.Khachatryan, G.M.Andreasyan, V.D.Badalyan. Optical and Quantum Electronics, **36**, 893 (2004).
21. D.M.Sedrakian, A.Zh.Khachatryan. Physica E, **19**, 309 (2003).
22. A.Yariv. Quantum Electronics. Wiley, New York, 1989.
23. В.Г.Дмитриев, Л.В.Тарасов. Прикладная нелинейная оптика. М., Наука, 1982.

ԵՐԿՐՈՐԴ ՀԱՐՄՈՆԻԿԻ ԳԵՆԵՐԱՑԻԱՆ ԵՐԿԱԿԻ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ՓՈՍԻ
ՏԵՍՔՈՎ ՍԱՀՄԱՆԱՓԱԿՈՂ ՊՈՏԵՆՑԻԱԼ ԱՊԱՀՈՎՈՂ
ՆԱՆՈԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՈՎ ՕԺՏԱՎԱԾ ՇԵՐՏԻՑ

Դ.Մ. ՍԵԴՐԱԿՅԱՆ, Ա.Ժ. ԽԱԶԱՏՐՅԱՆ, Վ.Դ. ԲԱԴԱԼՅԱՆ, Վ.Ա. ԽՈՅԵՑՅԱՆ

Հետազոտված է երկրորդ հարմոնիկի ճառագայթման ինտենսիվության օպտիմալացման խնդիրը երկակի քվանտային փոսի տեսքով սահմանափակող պոտենցիալ ապահովող նանոկառուցվածքով օժտված շերտի համար: Որոշված են երկակի ռեզոնանս ապահովող փոսի պարամետրերի արժեքները: Ուսումնասիրված են համակարգի օպտիկական բնութագրերի կախվածությունները փոսի պարամետրերից: Ցույց է տրված, որ ճառագայթման առավել ձևափոխումը ստացվում է երկրորդ հարմոնիկի գործակցի առավել արժեքի դեպքում:

SECOND HARMONIC GENERATION FOR A NANOSTRUCTURED LAYER
WITH CONFINEMENT POTENTIAL IN THE FORM
OF DOUBLE QUANTUM WELL

D.M. SEDRAKIAN, A.ZH. KHACHATRIAN, V.D. BADALYAN, V.M. KHOYECYAN

The optimization problem of intensity of second harmonic generation for a nanostructured layer with confinement potential in the form of double quantum well is studied. The values of the well parameters providing the double resonance regime are evaluated. Dependences of the system optical characteristics on the well parameters are studied. It is shown that the maximum conversion of radiation takes place at the largest value of the second harmonic generation coefficient.