

# Эффективная генерация второй гармоники в структуре с двойными квантовыми ямами

© А.Ж. Хачатрян<sup>¶</sup>, Д.М. Седракан<sup>¶¶</sup>, В.Д. Бадалян<sup>¶¶¶</sup>, В.А. Хоецян<sup>+</sup>

Государственный инженерный университет Армении,  
375009 Ереван, Армения

<sup>+</sup> Ереванский государственный университет,  
375049 Ереван, Армения

(Получена 15 февраля 2006 г. Принята к печати 29 марта 2006 г.)

Изучается проблема оптимизации для интенсивности поля излучения второй гармоники на слое с наноструктурой в виде двойной квантовой ямы. Выявлены значения параметров ямы, обеспечивающих режим двойного резонанса. Проведено исследование зависимости оптических характеристик системы от параметров ямы. Рассмотрена задача оптимизации интенсивности поля излучения второй гармоники. Показано, что максимальное преобразование излучения получается при наибольшем значении коэффициента генерации второй гармоники.

PACS: 78.67.De

## 1. Введение

После первых демонстраций возможности получения большой оптической нелинейности в технологически важной инфракрасной области электромагнитного излучения на квантовых ямах вот уже примерно 15–20 лет проблема изучения межзонных и межподзонных оптических переходов в полупроводниковых системах, включающих наноструктуры, интенсивно обсуждается [1–3]. Как известно, сильно выраженная оптическая нелинейность системы, изготовленной из материалов, почти не обладающих оптической нелинейностью, есть следствие больших значений дипольных матричных элементов переходов между различными уровнями размерного квантования. Эти уровни возникают в системе вследствие ограничивающего движение носителей тока потенциала наноструктуры, а резонансы на частотах, соответствующих разности энергий уровней, попадают в инфракрасный диапазон длин волн.

Современные технологии позволяют выращивать полупроводниковые наноструктуры с почти произвольными наперед заданными структурными и композиционными характеристиками. Благодаря этому в настоящее время стало возможным реализовывать низкоразмерные системы с требуемыми свойствами энергетического спектра, а также степенью перекрытия волновых функций различными энергетическими уровнями размерного квантования. Такая возможность в свою очередь позволяет не только конструировать и создавать различные высокоэффективные оптические приборы с активными элементами на квантовых объектах, но и на основе соответствующих расчетов параметров этих объектов оптимизировать их рабочие характеристики [4–11].

Вот уже несколько лет проблема высокоэффективной генерации второй гармоники (ГВГ) на квантовых ямах является одной из центральных задач оптики полупроводниковых низкоразмерных структур. Как известно, нелинейность становится более выраженной при выполнении так называемого условия резонанса, когда энергетические уровни спектра системы расположены эквидистантно и разность их энергий кратна энергии фотона первичного излучения. Задача нахождения ограничивающего потенциала, обеспечивающего эквидистантность нескольких энергетических уровней, является сложной вариационной задачей, которая даже при фиксированной форме потенциала не имеет однозначного решения. Параметры потенциала могут быть варьированы таким образом, что при изменении положений уровней эквидистантность между ними сохраняется. В свою очередь вариация параметров, не нарушая условий резонанса, сильно влияет на значения дипольных матричных элементов, что в свою очередь может привести к существенному изменению значений оптических характеристик системы. Так, изменением параметров структуры можно добиться большого значения коэффициента ГВГ. Вместе с тем максимальность коэффициента ГВГ вовсе не означает, что наблюдаемая интенсивность генерируемого излучения на удвоенной частоте будет обязательно максимальной. Действительно, в режиме двойного резонанса как генерирующее, так и генерируемое излучения могут сильно поглощаться, т. е. резонансные оптические переходы могут привести к сильной генерации на частоте  $2\omega$ , но в то же время к сильному поглощению на частотах  $\omega$  и  $2\omega$  [2–4].

Из сказанного, в частности, следует, что задача нахождения условий оптимальной генерации для второй гармоники не может быть полностью решена в рамках микроскопической теории, т. е. выявлением параметров наноструктуры с максимальным коэффициентом ГВГ или же минимальным значением коэффициента поглощения на удвоенной частоте. Полная теория оптимизации на-

<sup>¶</sup> E-mail: akhachat@www.physdep.r.am

<sup>¶¶</sup> E-mail: dsedrak@www.physdep.r.am

<sup>¶¶¶</sup> E-mail: vbadal@www.physdep.r.am

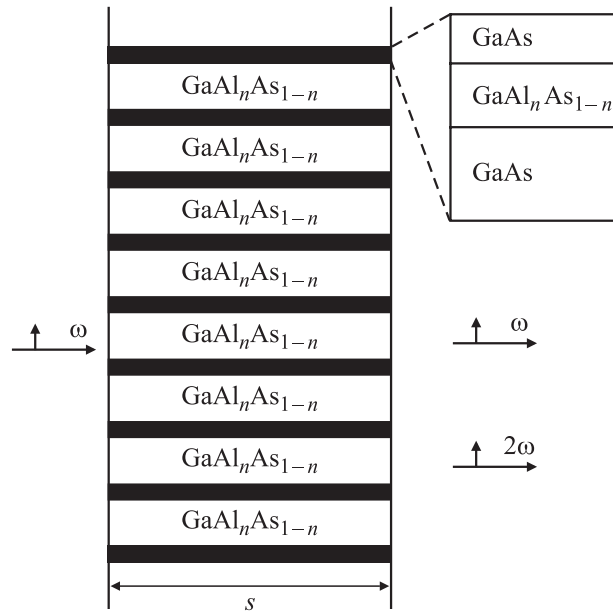
ряду с определением оптических характеристик системы должна также рассматривать решения уравнений макроскопических полей, определяющих интенсивности основного и генерируемого излучений при различных значениях оптических характеристик системы [4].

В связи с задачей ГВГ излучения в инфракрасной области длин волн, обусловленного как межзонными, так и межподзонными оптическими переходами, рассматривались многочисленные асимметричные низкоразмерные структуры с несколькими эквидистантно расположенными энергетическими уровнями. Так, рассматривались квантовые ямы со сложной структурой или простые ямы, находящиеся во встроеном или внешнем электрическом поле [3–14]. Вопрос о пределе оптимизации коэффициента ГВГ в гетеросистемах обсуждался в работе [13]. Нелинейные оптические свойства асимметричных квантово-размерных полупроводниковых структур рассматривались применительно к гетеросистемам GaAs/AlGaAs, Si/SiGe, AlInAs/GaInAs, GaN/AlGaN [3–18]. Нелинейность, обусловленная межзонными переходами, рассматривалась в работах [17–20].

В настоящей работе исследуется задача оптимизации интенсивности поля излучения второй гармоники в многослойной наноструктуре с двойными квантовыми ямами GaAs/AlGaAs. В разд. 2 определен режим двойного резонанса для симметричной двойной квантовой ямы, представляющей собой сравнительно широкую прямоугольную потенциальную яму, содержащую внутри себя тонкий прямоугольный потенциальный барьер. В разд. 3 проведено исследование оптических характеристик системы в зависимости от параметров наноструктуры в режиме двойного резонанса. В разд. 4 решается задача оптимизации для интенсивности поля излучения второй гармоники. В Заключение изложены основные результаты работы.

## 2. Двойной резонанс в двойной квантовой яме

Пусть плоская монохроматическая электромагнитная волна падает на слой, содержащий наноструктуру. Будем рассматривать излучение, которое вызывает резонансные переходы между уровнями размерного квантования электронного спектра, из-за чего в этом диапазоне длин волн оптические характеристики слоя определяются в основном наноструктурой. Ограничимся случаем излучения с энергией фотона  $\hbar\omega = 0.116$  эВ, которое соответствует излучению лазера CO<sub>2</sub>. На рис. 1 представлено схематическое изображение генерации второй гармоники в многослойной периодической наноструктуре GaAs/Al<sub>n</sub>Ga<sub>1-n</sub>As. Обсуждаемая модельная структура есть не что иное как набор одинаковых двойных квантовых ям с встроенными тонкими барьерами (черные участки), разделенных одинаковыми толстыми барьерами (белые участки). При этом состав AlGaAs в толстых и тонких барьерах один и тот же.



**Рис. 1.** Схематическое представление генерации второй гармоники на наноструктурированном слое с ограничивающим потенциалом в виде двойной квантовой ямы.  $\hbar\omega = 0.116$  эВ.

Для рассматриваемой структуры Al<sub>n</sub>Ga<sub>1-n</sub>As зависимость потенциальной энергии электрона (в эВ) от параметра состава  $n$  имеет следующий вид [13]:

$$U(n) = 0.6(1.36n + 0.22n^2). \quad (1)$$

Заметим, что обусловленная градиентом параметра состава потенциальная энергия (1) отсчитывается от нижней границы зоны проводимости материала GaAs. Мы будем учитывать не только различие эффективной массы электрона в различных слоях материала, но также эффект непараболичности зон, т.е. зависимость эффективной массы электрона от его энергии  $E$ . Для рассматриваемого материала данная зависимость выражается следующим образом [13]:

$$M = m_e(0.067 + 0.083n) \times \{1 + [U(n) - E]/E_g\} \quad \text{при } U(n) > E, \quad (2)$$

$$M = m_e(0.067 + 0.083n) \times \{1 - [U(n) - E]/E_g\} \quad \text{при } U(n) \leq E, \quad (3)$$

где  $m_e$  — масса свободного электрона,  $E_g$  — ширина запрещенной зоны.

Далее мы ограничиваем свое рассмотрение выбором значения параметра состава  $n = 0.4$ , т.е. будем рассматривать периодическую структуру

$$\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}, \quad (4)$$

в которой создан ограничивающий потенциал в виде двойных квантовых ям с глубиной  $V \approx 0.347$  эВ.

Потенциал структуры (4) может быть представлен в следующем виде:

$$U(x), M(x) = \begin{cases} V, M, & x < 0, \\ 0, m, & 0 < x < z, \\ V, M, & z < x < z + d, \\ 0, m, & z + d < x < L, \\ V, M, & x > L, \end{cases} \quad (5)$$

где  $U(x)$ ,  $M(x)$  есть значения потенциальной энергии и эффективной массы электрона в соответствующих областях в зависимости от координаты  $x$ . В (5) параметр  $z$ , определяющий положение барьера внутри ямы, может принимать значение в интервале  $[0, L-d]$ , где  $L$  — ширина ямы,  $d$  — толщина барьера;  $m$  — значение эффективной массы электрона для области с нулевым значением потенциальной энергии.

Для потенциала (5) спектр связанных состояний определяется из следующего уравнения [21]:

$$\begin{aligned} & \operatorname{tg}\{kd\} \\ &= \frac{2mM\chi k \operatorname{Re}(1/t) + (m^2\chi^2 - M^2k^2)\operatorname{Im}(1/t) - (m^2\chi^2 + M^2k^2)\operatorname{Im}(r/t)}{2mM\chi k \operatorname{Im}(1/t) - (m^2\chi^2 - M^2k^2)\operatorname{Re}(1/t) + (m^2\chi^2 + M^2k^2)\operatorname{Re}(r/t)}, \end{aligned} \quad (6)$$

где введены обозначения  $\chi = \sqrt{2M(E-V)/\hbar^2}$ ,  $k = \sqrt{2mE/\hbar^2}$  и

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

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

В формулах (6)–(8)  $r$  и  $t$  являются амплитудами отражения и прохождения электрона через прямоугольный барьер с центром в точке  $x = z + d/2$ .

Далее мы будем интересоваться теми значениями параметров потенциала (5), при которых в системе реализуется режим двойного резонанса, т.е. энергии связанных уровней эквидистантны, а разность между ними кратна энергии падающего фотона  $\hbar\omega$ .

Как видно из (6)–(8), при фиксированных глубине квантовой ямы, высоте прямоугольного барьера, а также значениях эффективной массы электрона в различных областях гетеросистемы уравнение (6), определяющее спектр связанных состояний, содержит три независимых параметра:  $d$ ,  $z$  и  $L$ . В этом случае уравнение (6) 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 равноудаленными друг от друга. Обозначая

расстояние между энергетическими уровнями через  $\Delta$  ( $\Delta = E_2 - E_1 = E_3 - E_2$ ) и используя (9), данное требование можно записать 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 виде может быть проведено только численными методами. Очевидно, что (10) имеет решение только при определенных значениях параметров задачи. Так, если рассматривать один из этих параметров как свободный, например толщину барьера  $d$ , то при фиксированной разности энергетических уровней  $\Delta$  положение

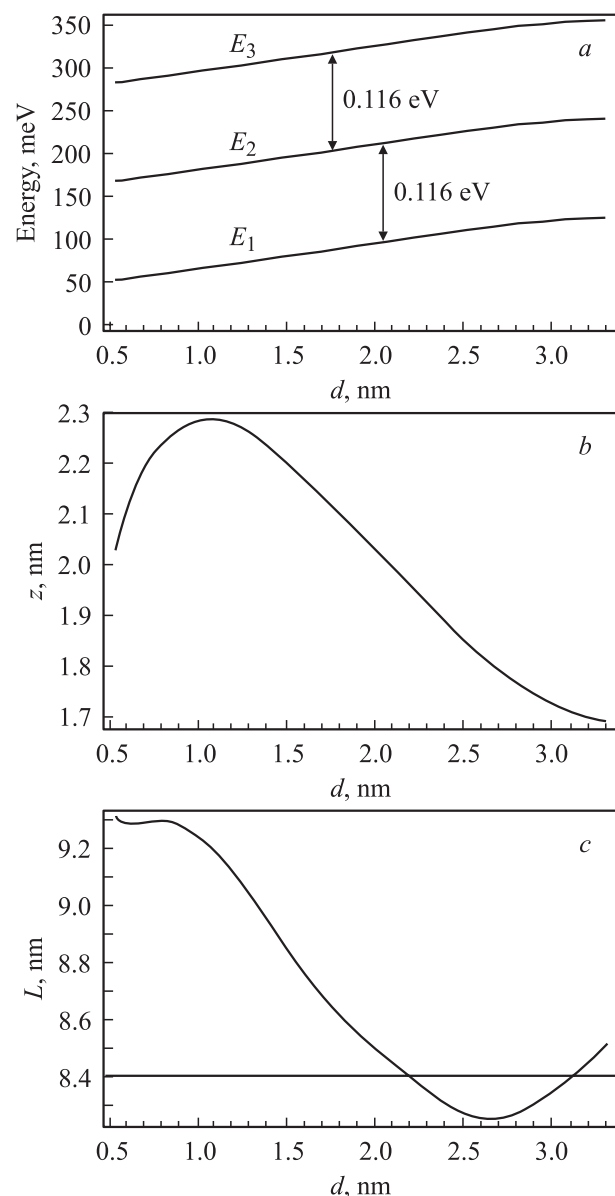


Рис. 2. Зависимость энергетических уровней и параметров потенциала  $z$ ,  $L$  от  $d$ .

первого уровня  $E_1$ , а также ширина ямы  $L$  и положение барьера  $z$  должны зависеть от параметра  $d$ . Последнее означает не только зависимость величин  $E_1, L, z$  от  $d$ , но также наличие взаимозависимости величин  $E_1, L, z$ .

На рис. 2 представлены зависимости энергий уровней  $E_1, E_2, E_3$  и  $L, z$  от ширины барьера  $d$ , отвечающие режиму двойного резонанса для случая  $E_2 - E_1 = E_3 - E_2 = \hbar\omega = 0.116$  эВ. Зависимости величин  $z, L$  от  $d$  определяют параметры наноструктуры, при которых возможен режим двойного резонанса. Как видно из рис. 2, *a*, 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. 2, *a*, при больших значениях  $d$  положения уровней структуры почти не меняются. 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. 2, *b* 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. 2, *c*, ширина ямы также оказывается немонотонной функцией от толщины барьера. Из рис. 2, *b* и *c* легко также заметить, что при  $d \rightarrow \infty$  ширина ям, разделенных барьером, не меняется ( $z \rightarrow \text{const}$  и  $L - z - d \rightarrow \text{const}$ ), в то время как  $L$  линейно меняется с  $d$ .

### 3. Оптические характеристики двойной квантовой ямы

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

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

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

где  $\mu_{lm} = |\langle l|x|m \rangle|$  есть дипольный матричный элемент перехода между  $l$ -м и  $m$ -м уровнями,  $e$  — заряд электрона,  $\hbar\omega$  — энергия фотона,  $\rho$  — плотность поверхностных зарядов,  $\Gamma_{12} = \Gamma_{13} = \Gamma$  соответствует времени спонтанного перехода электрона с  $l$ -го уровня на  $m$ -й,  $\bar{n}(\omega)$  и

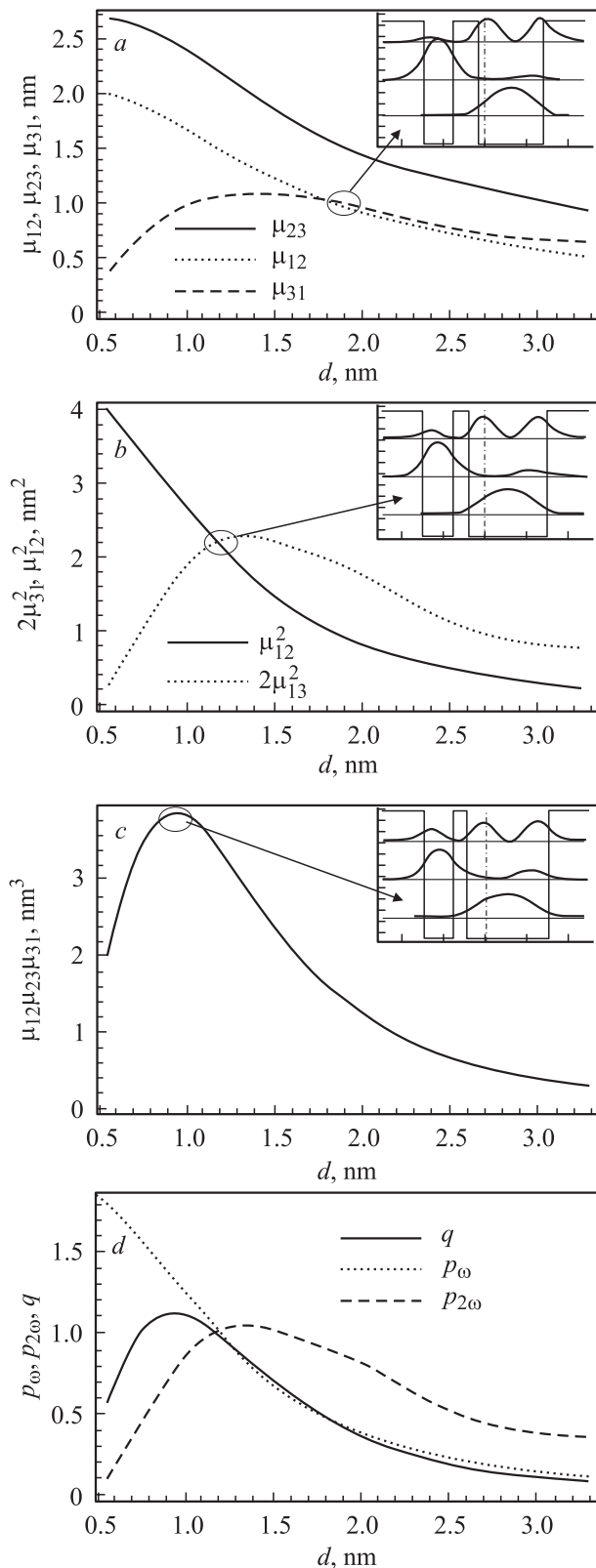
$\bar{n}(2\omega)$  — показатели преломления среды на частотах  $\omega$  и  $2\omega$  соответственно. Из (11), в частности, ясно, что для нахождения структуры с максимальным значением  $\chi_{2\omega}$  необходимо определить те значения параметров потенциала, для которых произведение дипольных матричных элементов переходов  $\mu_{12}\mu_{23}\mu_{31}$  максимально.

На рис. 3, *a* показаны зависимости дипольных матричных элементов от толщины барьера. Как видно из рисунка, увеличение толщины барьера ведет к уменьшению значений дипольных матричных элементов для переходов между вторым и третьим, а также между первым и вторым уровнями. Из рисунка также видно, что зависимость  $\mu_{31}$  от  $d$  является немонотонной, в то время как  $\mu_{12}, \mu_{23}$  при увеличении  $d$  монотонно убывают. Для больших значений  $d$  матричные элементы  $\mu_{23}, \mu_{12}$  стремятся к нулю, а  $\mu_{31}$  имеет конечный предел, из чего, в частности, следует, что при определенных  $d$  значение  $\mu_{31}$  должно превосходить значения матричных элементов  $\mu_{23}, \mu_{12}$ . Такое поведение зависимости  $\mu_{31}, \mu_{23}, \mu_{12}$  от ширины барьера имеет место для произвольной двойной квантовой ямы в независимости от величины энергии фотона. Действительно, при  $d \gg 1$  нм мы имеем две почти полностью разделенные квантовые ямы, волновые функции которых слабо перекрываются. В одной яме локализуется волновая функция только второго уровня, в то время как в другой — первого и третьего уровней. Заметим также, что при выполнении режима двойного резонанса неограниченное увеличение толщины барьера приводит к определенным неизменным значениям для ширины обеих ям.

На рис. 3, *b* изображена зависимость коэффициентов поглощения на основной,  $\alpha_\omega \propto \mu_{12}^2$ , и удвоенной,  $\alpha_{2\omega} \propto 2\mu_{31}^2$ , частотах от толщины барьера. Видно, что  $\alpha_\omega$  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  $\alpha_\omega$ . Равенство  $\alpha_{2\omega} = \alpha_\omega$  имеет место при значениях параметров потенциала  $d = 1.18$  нм,  $L = 9.14$  нм,  $z = 2.28$  нм, для которых  $\mu_{12}\mu_{23}\mu_{31} = 3.44$  нм<sup>3</sup>,  $2\mu_{31}^2 = \mu_{12}^2 = 2.21$  нм<sup>2</sup>.

На рис. 3, *c* показана зависимость произведения дипольных матричных элементов переходов от толщины барьера. Как видно из рисунка, коэффициент генерации в зависимости от  $d$  имеет явно выраженный максимум. Максимум  $\mu_{12}\mu_{23}\mu_{31} = 3.848$  нм<sup>3</sup> достигается при  $d = 0.925$  нм,  $L = 9.275$  нм,  $z = 2.271$  нм. При этом  $\mu_{12}^2 = 1.71$  нм<sup>2</sup> и  $2\mu_{31}^2 = 2.98$  нм<sup>2</sup>, которые, согласно (11), определяют коэффициенты поглощения на основной и удвоенной частотах.

На основе проведенных вычислений рассмотрим задачу определения интенсивности излучения второй гармоники для однородного слоя с коэффициентом генерации  $\chi_{2\omega}$  и коэффициентами поглощения  $\alpha_\omega, \alpha_{2\omega}$ . В приближении медленно меняющихся амплитуд интенсивности основного ( $A_1$ ) и генерированного ( $A_2$ ) излучения как функции толщины слоя  $s$  определяются следующей



**Рис. 3.** Зависимости  $\mu_{12}$ ,  $\mu_{23}$ ,  $\mu_{31}$  (a),  $\mu_{12}^2$ ,  $2\mu_{13}^2$  (b),  $\mu_{12}\mu_{23}\mu_{31}$  (c) и  $p_\omega$ ,  $p_{2\omega}$ ,  $q$  (d) от  $d$  в режиме двойного резонанса. На вставках — вид волновых функций электронов в двойной квантовой яме для случаев  $\mu_{12} = \mu_{31}$  (a),  $\alpha_\omega = \alpha_{2\omega}$  (b) и  $\mu_{12}\mu_{23}\mu_{31} = \max$  (c).

системой нелинейных уравнений [22]:

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

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

с начальными условиями  $A_1(0) = A_0$  и  $A_2(0) = 0$ . Величины  $A_1, A_2$  связаны с напряженностью электрического поля основной ( $F_1$ ) и второй ( $F_2$ ) гармоник соотношениями  $A_1 = \sqrt{\bar{n}(\omega)/\omega} F_1$  и  $A_2 = \sqrt{\bar{n}(2\omega)/2\omega} F_2$ . Коэффициент  $\sigma$ , связывающий уравнения (12), (13), выражается через  $\chi_{2\omega}$  согласно следующей формуле:

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

Величина  $\Delta k = k_2 - 2k_1$  является разностью волновых чисел основной ( $k_1$ ) и генерированной ( $k_2$ ) волн. Далее мы будем полагать ее равной нулю вследствие пренебрежения дисперсией:  $\bar{n}(2\omega) = \bar{n}(\omega) \approx 3.2$ . Важно отметить, что предположение  $\Delta k s = 0$  для рассматриваемой нами задачи вполне приемлемо вследствие большой оптической нелинейности. Толщина слоя  $s_{\max}$ , обеспечивающего на выходе наибольшую мощность излучения второй гармоники, намного меньше расстояния  $2\pi/\Delta k = 165$  нм, на котором заметно проявляется эффект дисперсии. Согласно работе [3], даже при малой интенсивности поля основной гармоники на входе  $2\pi s_{\max}/\Delta k \sim 10^{-2}$ .

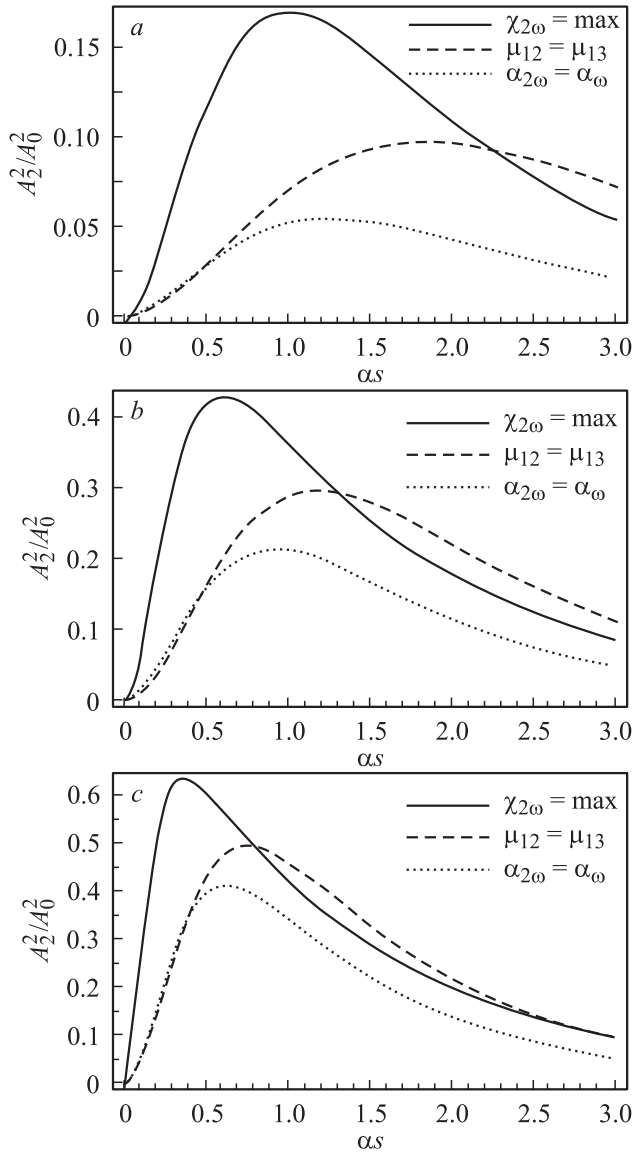
Как следует из (11), (14), коэффициенты уравнений (12), (13) в режиме двойного резонанса могут рассматриваться как функции параметров наноструктуры, т. е.  $\alpha_\omega = \alpha_\omega(d, L, z)$ ,  $\alpha_{2\omega} = \alpha_{2\omega}(d, L, z)$  и  $\sigma = \sigma(d, L, z)$ . Важно отметить, что режим двойного резонанса налагает определенную зависимость величин  $L$  и  $z$  от  $d$  (см. рис. 2, b, 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]:

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

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

где через  $\sigma_0$  обозначено значение  $\sigma$  при условии  $\alpha_{2\omega} = \alpha_\omega$  (см. далее). Мы уже показали, что для рассматриваемой наноструктуры при определенном выборе значений ее параметров случай бездисперсионного поглощения может быть реализован. Как следует из результатов разд. 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  $\sigma_0 = \sigma(1.18 \text{ нм})$ .



**Рис. 4.** Зависимости  $A_2^2/A_0^2$  от нормированной толщины наноструктурированного слоя  $\alpha s$  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  $2\sigma_0 A_0/\alpha$ : *a* — 1, *b* — 2.5, *c* — 5.

Рассмотрим общий случай, когда в системе присутствует дисперсия поглощения ( $\alpha_{2\omega} \neq \alpha_{\omega}$ ). Для удобства будем измерять величины  $\alpha_{\omega}$ ,  $\alpha_{2\omega}$  и  $\sigma$  в единицах  $\alpha$ ,  $\sigma_0$ :

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

где  $p_{\omega}$ ,  $p_{2\omega}$  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

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

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

Исследуем решение системы уравнений (18) при различных значениях  $d$ . На рис. 3, *d* изображены зависимости параметров  $p_{\omega}$ ,  $p_{2\omega}$  и  $q$  от  $d$ . Случай бездисперсионного поглощения соответствует пересечению 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  $\mu_{12} = \mu_{31}$ , и он 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. 4 представлена зависимость  $A_2^2/A_0^2$  от толщины слоя  $s$  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 трех различных значений параметра  $2\sigma_0 A_0/\alpha$ . Как видно из представленных на рисунке кривых, максимальное преобразование излучения получается при наибольшем значении коэффициента генерации второй гармоники. Заметим также, что для больших значений  $\alpha s$  эффект преобразования энергии поля основной гармоники в поле 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. В действительности, как видно из рис. 4, условие, предложенное в работе [4], выполняется при больших  $s$  (см. рис. 1), а при малых значениях  $s$  условие максимума выполняется, когда коэффициент ГВГ максимален.

## 4. Заключение

В работе рассматривается задача получения максимальной интенсивности излучения второй гармоники в слое, содержащем наноструктуру с ограничивающим потенциалом в виде симметричной квантовой ямы. Определен режим двойного резонанса для двойной квантовой ямы, представляющей собой прямоугольную потенциальную яму, содержащую внутри себя прямоугольный потенциальный барьер. Выявлены возможные значения параметров потенциала, при которых первые три энергетических уровня системы эквидистантны.

Проведено исследование оптических характеристик системы в зависимости от параметров наноструктуры в режиме двойного резонанса. Определены зависимости дипольных матричных элементов от толщины барьера.

Показано, что увеличение толщины барьера ведет к однозначному уменьшению значений дипольных матричных элементов для переходов между вторым и третьим, а также между первым и вторым уровнями. Изучена зависимость произведения дипольных матричных элементов переходов от толщины барьера. Показано, что данная зависимость имеет ярко выраженный максимум. Доказано, что коэффициент поглощения поля основного излучения является монотонной убывающей функцией толщины барьера, в то время как коэффициент поглощения поля второй гармоники имеет один максимум. Показана возможность реализации в системе бездисперсионного поглощения.

Рассмотрена задача оптимизации интенсивности поля излучения второй гармоники. Показано, что максимальное преобразование излучения получается при наибольшем значении коэффициента генерации второй гармоники.

Данная работа выполнена в рамках Армянской государственной программы „Полупроводниковая микроэлектроника“.

## Список литературы

- [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] E. Rosencher, P. Bois. *Phys. Rev. B*, **44**, 11 315 (1991).
- [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. Philips. *Appl. Phys. Lett.*, **72**, 2654 (1998).
- [7] Ch. Ma, L. Wang, S. Liu. *Sol. St. Electron.*, **44**, 2123 (2000).
- [8] I. Vurgaftman, J.R. Meyer, L.R. Ram-Monah. *IEEE J. Quant. 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 Quant. Electron.*, **33**, 231 (2001).
- [11] F.L. Madarasz, F. Szmulowicz, F. Kenneth 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. Quant. 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. Khachatrian. *Physica E*, **19**, 309 (2003).
- [21] D.M. Sedrakian, A.Zh. Khachatrian, G.M. Andreyan, V.D. Badalyan. *Optical and Quant. Electron.*, **36**, 893 (2004).

[22] A. Yariv. *Quantum Electronics* (Wiley, N.Y., 1989).

[23] В.Г. Дмитриев, Л.В. Тарасов. *Прикладная нелинейная оптика* (М., Радио и связь, 1982).

Редактор Л.В. Шаронова

## The second harmonic effective generation in a nanostructured system with a double quantum well confining potential

A.Zh. Khachatrian, D.M. Sedrakian<sup>+</sup>, V.D. Badalyan<sup>+</sup>, V.A. Khoetsyan<sup>+</sup>

State Engineering University of Armenia,  
375009 Yerevan, Armenia  
<sup>+</sup> Yerevan State University,  
375049 Yerevan, Armenia

**Abstract** The problem of optimization of the second harmonic field intensity for a nanostructured layer with double quantum well confining potential is considered. The magnitudes of the well parameters providing the double resonance regime are displayed. The dependence of the layer optical properties on the well parameters is investigated. It is shown that the maximum conversion of the first harmonic power to the second harmonic one takes place, when the second harmonic generation coefficient takes the maximum value.