

УДК 539.2

ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ В СИММЕТРИЧНОЙ ЯМЕ СО ВСТРОЕННЫМ ВНУТРИ ПРЯМОУГОЛЬНЫМ БАРЬЕРОМ

Д.М. СЕДРАКЯН¹, А.Ж. ХАЧАТРЯН², Г.М. АНДРЕАСЯН³,
В.Д. БАДАЛЯН¹

¹ Ереванский государственный университет

² Государственный инженерный университет Армении

³ Ереванский государственный университет архитектуры

(Поступила в редакцию 18 декабря 2002 г.)

Рассмотрена задача определения максимума генерации второй гармоники в потенциальной яме, содержащей внутри себя прямоугольный барьер. Показано, что в общем случае задача определения ансамбля структур с равноудаленными первыми тремя уровнями имеет две ветви решений. Причем для первой ветви второй и третий энергетические уровни расположены выше прямоугольного барьера, а для второй ветви выше барьера расположен только третий уровень. Показано также, что генерация, соответствующая второй ветви решений, всегда меньше, чем генерация для первой ветви. Точно решена задача нахождения максимума генерации для ямы конечной глубины с учетом изменения эффективной массы электрона.

1. Введение

Благодаря развитию современной эпитаксиальной технологии в настоящее время стало возможным создание ультратонких многослойных систем на основе полупроводниковых материалов с различными значениями ширины запрещенных зон и электронного сродства. Гетероструктуры с квантовыми ямами GaAs широко используются для создания различных одноэлектронных приборов, в которых для получения требуемых характеристик обычно используются две квантовые ямы GaAs, разделенные потенциальным барьером GaAlAs [1-4]. Хорошо известно, что в симметричных ямах выполняется правило отбора по четности и интегралы перекрытия для состояний, принадлежащих различным минизонам квантованного спектра, равны нулю или единице. Однако в большинстве интересных случаев рассматриваются квантовые ямы со сложной структурой или же простые ямы, находящиеся во встроеном или внешнем электрическом поле. В этом случае правило отбора по четности не действует, что ведет к изменению условий излучения и поглощения света в таких системах.

Как известно, в полупроводниковых размерно-квантованных структурах дипольный матричный элемент имеет порядок ширины квантовой ямы (несколько нанометров). Последнее обстоятельство ведет к экстремально большой нелинейной восприимчивости таких структур по сравнению с молекулярными и ионными системами, в которых дипольный матричный элемент имеет величину порядка нескольких пикометров. В связи с задачей генерации второй гармоники (ГВГ) излучения в инфракрасной области длин волн, обусловленной как межзонными, так и межподзонами оптическими переходами, в последнее время большое внимание привлекают всевозможные асимметричные низкоразмерные структуры с несколькими эквидистантно расположенными энергетическими уровнями [5-12].

Коэффициент ГВГ для межподзонных переходов определяется согласно следующей формуле [13]:

$$\chi_{2\omega}^{(2)} = \frac{q^3}{\varepsilon_0} \sum_{ij} \frac{1}{2\hbar\omega + E_{ij} - i\Gamma_{ij}} \sum_k \mu_{ij} \mu_{jk} \mu_{ki} \left[\frac{\rho_i - \rho_k}{\hbar\omega + E_{ik} - i\Gamma_{ik}} - \frac{\rho_k - \rho_j}{\hbar\omega + E_{kj} - i\Gamma_{jk}} \right], \quad (1)$$

где $E_{lm} = E_l - E_m$ есть энергия перехода между l -ой и m -ой минизонами, $\mu_{lm} = \langle l | z | m \rangle$ есть дипольный матричный элемент, $\hbar\omega$ – энергия фотона, ρ_l – плотность поверхностных зарядов, принадлежащих l -ой минизоне, а Γ_{lm} соответствует времени спонтанного перехода электрона из l -ой подзоны в m -ую подзону. Особый интерес представляет исследование ГВГ в так называемом режиме двойного резонанса в трехуровневых системах, для которого коэффициент генерации максимален. В случае, когда уровни системы расположены эквидистантно и энергия фотона равна разности энергии перехода минизон $1 \rightarrow 2$ и $2 \rightarrow 3$, доминирующим в (1) является только один член. В режиме двойного резонанса формула (1) может быть представлена в виде

$$\chi_{2\omega}^{(2)} = \frac{q^3 \rho_1}{\varepsilon_0} \frac{\mu_{12} \mu_{31} \mu_{23}}{(2\hbar\omega - E_{13} - i\Gamma)(\hbar\omega - E_{12} - i\Gamma)}, \quad (2)$$

где принято $\Gamma_{12} = \Gamma_{13} = \Gamma$. Согласно (2), ГВГ может наблюдаться только в случае асимметричного потенциала, т.к. только в этом случае в (2) все дипольные матричные элементы отличны от нуля, и следовательно, $\mu_{12} \mu_{31} \mu_{23} \neq 0$.

При заданной конфигурации ограничивающего потенциала ГВГ при двойном резонансе может быть максимализирована путем вариации параметров структуры. Для этого, помимо определения ансамбля структур с наперед заданным значением эквидистантности уровней, необходимо нахождение среди них именно той структуры, для которой произведение дипольных матричных элементов максимально. В общем случае задача определения оптимального ограничивающего потенциала представляет собой сложную нелинейную вариационную задачу, причем как структурные, так и параметры оптимального потенциала зависят от частоты излучения.

В работах [13,14] рассматривалась задача определения максимума ГВГ

для бесконечно глубокой ямы, содержащей внутри себя прямоугольный барьер, прилегающий непосредственно к стенке ямы. Как было отмечено авторами данных работ, процедура определения оптимальной структуры для данного потенциала может быть выполнена сразу для всех длин волн. Последнее позволило определить структуру на основе материалов $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ с довольно большим коэффициентом ГВГ в инфракрасной области спектра и экспериментально обнаружить генерацию. Вместе с тем авторы работ [13,14] не получили оптимальных параметров для ямы конечной глубины. Как показывает наше рассмотрение, для ямы, выбранной в [13,14] для экспериментального наблюдения ГВГ, условие эквидистантности уровней не имеет места. Более того, для точной реализации структуры необходим также учет изменения эффективной массы в различных областях гетероструктуры.

Данная работа посвящена определению оптимальных параметров для структуры из прямоугольной ямы конечной глубины, содержащей внутри примыкающий к стенке потенциальный барьер, обеспечивающих наибольшее значение коэффициента ГВГ с учетом изменения эффективной массы электрона.

2. Максимум коэффициента генерации второй гармоники в бесконечно глубокой квантовой яме

Рассмотрим задачу нахождения возможных значений параметров потенциала, представляющего из себя бесконечно глубокую яму с примыкающим к одной стенке прямоугольным барьером внутри, для которых первые три энергетических уровня равноудалены друг от друга. Потенциал имеет следующий вид:

$$V(z) = \begin{cases} \infty, & z < 0, \\ 0, & -0 < z < d, \\ U, & -d < z < L, \\ \infty, & z > L. \end{cases} \quad (1)$$

Данный потенциал обладает тремя независимыми параметрами: U – значение потенциала прямоугольного барьера, d – толщина прямоугольного барьера, L – ширина бесконечно глубокой ямы.

Для решения поставленной задачи рассмотрим уравнение, определяющее энергетический спектр электрона для потенциала (1). Без учета изменения эффективной массы данное уравнение имеет вид [15]

$$f(E) \equiv \sin\{kL\}(\text{Re } \beta - \text{Re } \alpha) - \cos\{kL\}(\text{Im } \alpha - \text{Im } \beta) = 0, \quad (2)$$

где

$$\alpha = \exp\{-ikd\} \left[\cos\{qd\} + i \frac{q^2 + k^2}{2kq} \sin\{qd\} \right], \quad (3)$$

$$\beta = i \exp\{-i2(L-d/2)k\} \frac{q^2 - k^2}{2kq} \sin\{qd\}. \quad (4)$$

В (2)-(4) введены следующие обозначения: $k^2 = 2mE/\hbar^2$ (E – энергия электрона, m – эффективная масса электрона), $q^2 = 2m(E-U)/\hbar^2$. Обозначим через E_n корни уравнения и запишем его в следующем виде:

$$f(E_n, U, L, d) = 0.$$

Это уравнение определяет E_n при заданных значениях трех величин U, L, d . Согласно (3), (4), оно может рассматриваться как связь между тремя безразмерными величинами $e_n = \frac{2m}{\hbar^2} E_n d^2$, $u = \frac{2m}{\hbar^2} U d^2$ и $x = d/L$:

$$f(e_n, u, x) = 0. \quad (5)$$

Потребуем теперь, чтобы нижние три уровня были равноудалены друг от друга: $e_3 - e_2 = e_2 - e_1 = \Delta$, где Δ – расстояние между уровнями. Согласно (5) данное требование равносильно выполнению следующих равенств:

$$f(e_1, u, x) = 0, \quad (6)$$

$$f(e_1 + \Delta, u, x) = 0, \quad (7)$$

$$f(e_1 + 2\Delta, u, x) = 0. \quad (8)$$

При каждом фиксированном x (6)-(8) может рассматриваться как система из трех трансцендентных уравнений для определения трех величин e_1, Δ и u . Как показывает рассмотрение, система уравнений (6)-(8) имеет решения только для значений x больших, чем $x = 0.4069$. Причем для каждого фиксированного значения имеются два набора величин $\{e_1, \Delta, u\}$, удовлетворяющих системе уравнений (6)-(8). Так, например, при $x = 0.41$ имеем $\{3.0729, 7.9236, 8.9329\}$ и $\{3.2696, 8.8434, 12.2986\}$. Каждый из наборов величин $\{e_1, \Delta, u\}$ представляет собой отдельную ветвь решений для уравнений (6)-(8). На рис.1 приведены графики зависимостей величин e_1, e_2, e_3, u и Δ от переменной x для первой ветви решений.

Как видно из приведенных графиков, положения второго и третьего уровней находятся в надбарьерной области энергий для любого значения x . Заметим, что, согласно графикам на правом рис.1, существуют две потенциальные ямы, для которых расстояния между уровнями равны значению потенциала прямоугольного барьера, и одна потенциальная яма, для которой расстояния между уровнями равны значению энергии первого уровня.

На рис.2 приведены зависимости величин e_1, e_2, e_3, u и Δ от переменной x для второй ветви решений. Как видно из графиков, для второй ветви при любом значении первый и второй уровни всегда находятся в подбарьерной области энергий.

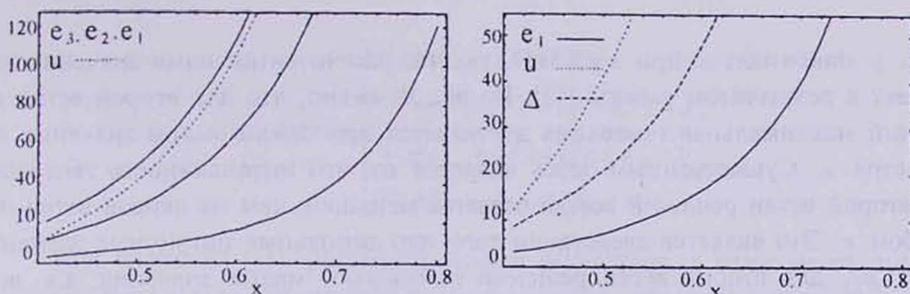


Рис.1. Зависимости e_1, e_2, e_3, u и Δ от переменной x для первой ветви решений.

Основываясь на вышеприведенных результатах, мы рассчитали произведение нормированных дипольных матричных элементов переходов $\chi = |\mu_{12}\mu_{23}\mu_{31}| / Ld_v^2$ ($h\nu$ – энергия фотона и $d_v = \hbar\pi / \sqrt{2m\hbar\nu}$ – ширина бесконечно глубокой ямы с энергией первого уровня, равной энергии фотона) в зависимости от безразмерного параметра x .

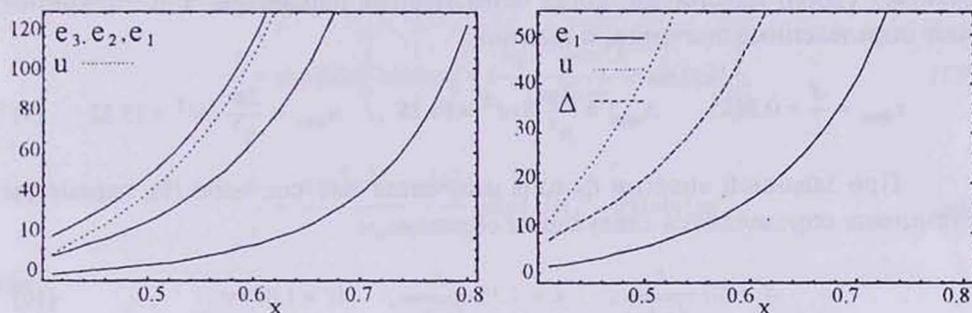


Рис.2. Зависимости e_1, e_2, e_3, u и Δ от переменной x для второй ветви решений.

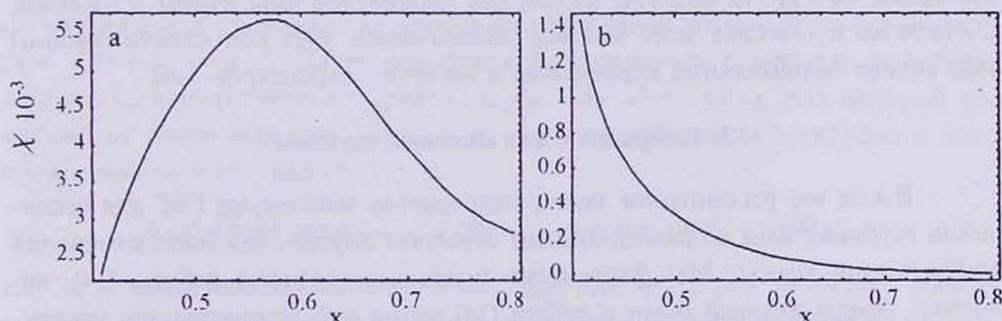


Рис.3. Зависимость χ от x для первой (а) и второй (б) ветви решений.

Как видно из графика, приведенного на рис.3а, коэффициент генерации достигает своего максимума при $x = 0.5686$. Согласно результату работы

[13], χ максимально при $x = 0.5677$, так что рассчитанное нами значение совпадает с результатом работы [13]. Из рис.3б видно, что для второй ветви решений максимальная генерация достигается при самом малом значении параметра x . Существенным здесь является то, что интенсивность генерации на второй ветви решений всегда остается меньшей, чем на первой ветви при любом x . Это является следствием того, что дипольные матричные элементы μ_{31} , μ_{23} для второй ветви решений принимают малые значения, т.к. волновая функция третьего уровня в основном локализуется в области барьера, в то время как волновые функции первого и второго уровней почти полностью локализованы внутри ямы x . Это приводит к уменьшению области перекрывания волновых функций ψ_1 , ψ_2 с ψ_3 и, следовательно, к меньшим значениям матричных элементов для соответствующих переходов. Малость значения коэффициента генерации для второй ветви позволяет полностью решить поставленную задачу, ограничиваясь рассмотрением только первой ветви решений.

Согласно вышеизложенному, вне зависимости от частоты фотона ГВГ достигает своего максимума, когда безразмерные параметры x , Δ , u принимают определенные значения, а именно:

$$x_{\max} = \frac{d}{L} = 0.5685, \quad \Delta_{\max} = \frac{2m}{\hbar^2} \hbar v d^2 = 14.58, \quad u_{\max} = \frac{2m}{\hbar^2} U d^2 = 15.82. \quad (9)$$

При заданной энергии фотона излучения $\hbar v$, согласно (9), параметры потенциала определяются следующим образом:

$$d = 2.7 \frac{\hbar}{\sqrt{m\hbar v}}, \quad L = 4.75 \frac{\hbar}{\sqrt{m\hbar v}}, \quad U = 1.08 \hbar v. \quad (10)$$

Как видно из (10), увеличение энергии фотона ведет к уменьшению ширины барьера и ямы, в то время как высота барьера увеличивается. При энергии электрона $\hbar v = 117.16$ мэВ [14] из (10) для параметров ямы имеем $d = 8.48$ нм, $L = 13.94$ нм и $U = 126.5$ мэВ. Как мы увидим ниже, учет конечности глубины ямы вносит значительные коррективы в значения параметров ямы.

3. Генерация в яме конечной глубины

Выше мы рассмотрели задачу нахождения максимума ГВГ для бесконечно глубокой ямы с прямоугольным барьером внутри, без учета изменения эффективной массы. Мы фактически повторили расчеты работы [14], используя предложенный нами в работе [15] метод для демонстрации его точности и эффективности.

В данном параграфе мы рассмотрим ту же самую задачу, но для ямы конечной глубины с учетом изменения значения эффективной массы электрона в различных слоях гетероструктуры. Зависимость потенциальной энергии $U(z)$ и $M(z)$ эффективной массы электрона от координаты имеет вид

$$U(z), M(z) = \begin{cases} V, M, & z < -L/2, \\ U, m, & -L/2 < z < -L/2 + d, \\ 0, m_0, & -L/2 + d < z < L/2, \\ V, M, & z > L/2. \end{cases} \quad (11)$$

Как видно из (11), рассматриваемый потенциал, в отличие от потенциала (3), имеющего три независимых параметра, обладает четырьмя параметрами: V, U, d, L . Последнее существенно усложняет решение задачи. В частности, в отличие от случая бесконечно глубокой ямы, здесь процедура оптимизации коэффициента ГВГ для каждого значения энергии фотона должна быть выполнена отдельно. Для потенциала (11) спектр связанных состояний определяется из следующего уравнения [15]:

$$\operatorname{tg}\{kd\} = \frac{2m_0 M \chi k \operatorname{Re}(1/t) + (m_0^2 \chi^2 - M^2 k_0^2) \operatorname{Im}(1/t) - (m_0^2 \chi^2 + M^2 k^2) \operatorname{Im}(r/t)}{2m_0 M \chi k \operatorname{Im}(1/t) - (m_0^2 \chi^2 - M^2 k^2) \operatorname{Re}(1/t) + (m_0^2 \chi^2 + M^2 k^2) \operatorname{Re}(r/t)}, \quad (12)$$

где введены обозначения

$$\frac{1}{t} = \exp\{ikd\} \left[\cos\{qd\} - i \frac{m_0^2 q^2 + m^2 k^2}{2m_0 m q k_0} \sin\{qd\} \right], \quad (13)$$

$$\frac{r}{t} = \frac{i(m_0^2 q^2 - m^2 k^2)}{2m_0 m q k} \exp\{-ik(L-d)\} \sin\{qd\}, \quad (14)$$

где

$$\chi = \sqrt{\frac{2M}{\hbar^2} (V - E)}, \quad q = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} (E - U)}, \quad k = \sqrt{\frac{2m_0}{\hbar^2} E}. \quad (15)$$

Заметим, что в (13), (14) r и t являются не чем иным, как амплитудами отражения и прохождения электрона через прямоугольный барьер с центром в точке $x = d/2$. Далее мы будем рассматривать структуру, приготовленную из конкретного материала $\text{Al}_y \text{Ga}_{1-y} \text{As}$ ($0 \leq y \leq 0.4$), для которой зависимость потенциальной энергии и эффективной массы электрона в зоне проводимости имеет вид [14, 16, 17]

$$U(y) = 0.6(1.36y + 0.22y^2) \text{ эВ}, \quad m(y) = m_e(0.067 + 0.083y), \quad (16)$$

где m_e – масса свободного электрона. Заметим, что в (16) за начало отсчета энергии принято дно зоны проводимости GaAs. Далее мы будем полагать, что стенки ямы приготовлены из материала $\text{Al}_{0.4} \text{Ga}_{0.6} \text{As}$, что соответствует яме с глубиной 347 мэВ.

Важно отметить, что, как и в случае бесконечно глубокой ямы, яма конечной глубины также обладает двумя ветвями решений: первая, когда только один уровень находится в подбарьерной области, и вторая, когда в

подбарьерной области находятся два уровня. Ввиду того, что для бесконечно глубокой ямы коэффициент ГВГ для второй ветви при любых значениях параметров задачи всегда меньше коэффициента ГВГ, соответствующего первой ветви (см. выше), ниже для потенциала конечной глубины мы ограничимся только рассмотрением первой ветви решений.

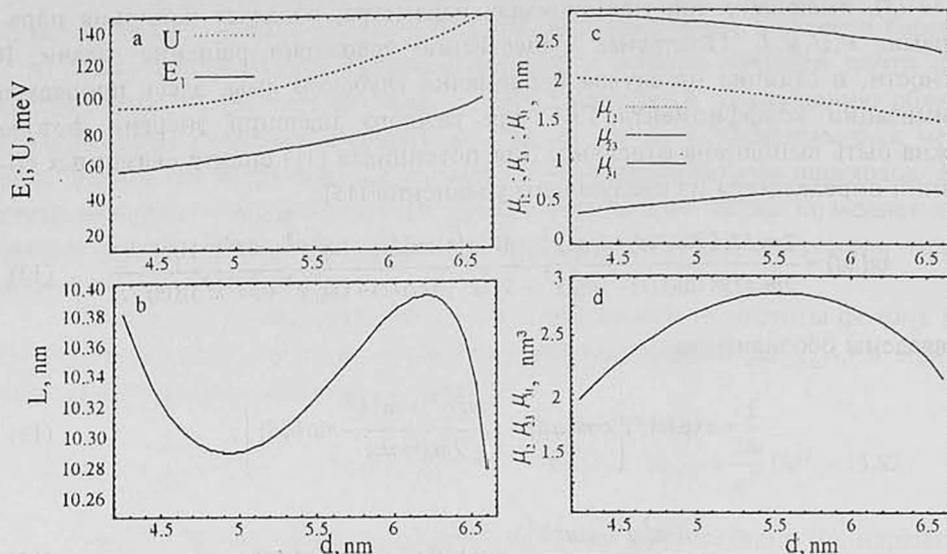


Рис.4. Зависимости E_1 , U , L , μ_{12} , μ_{23} , μ_{31} , $\mu_{12}\mu_{23}\mu_{31}$ от ширины потенциального барьера d с учетом изменения эффективной массы.

Из (12)-(14) видно, что при заданной глубине ямы и энергии фотона (разности энергий уровней: $h\nu = E_3 - E_2 = E_2 - E_1$) параметры потенциала U, L , а также значение энергии первого уровня E_1 могут рассматриваться как функции от толщины барьера. Приведенные на рис.4 графики рассчитаны для случая фотона с энергией $h\nu = 117.16$ мэВ, что соответствует длине волны 10.6 мкм [14]. На рис.4а,б представлены зависимости E_1, U, L от d , рассчитанные с учетом изменения эффективной массы. Примечательно, что равноудаленности уровней можно достичь, только лишь начиная с некоторого порогового значения d . Это пороговое значение обеспечивает ту минимальную мощность прямоугольного потенциала, необходимую для сдвига энергетических уровней пустой ямы на требуемую равноудаленность друг от друга. Заметим также, что в зависимости от значений энергии фотона минимальное значение d , необходимое для достижения условия двойного резонанса, изменяется. Как видно из рис.4, величина $d = 4$ нм соответствует пороговому значению ширины барьера для межуровневого расстояния 117.16 мэВ.

Как видно из представленных рисунков, увеличение d ведет к одно-

значному увеличению E_1 и U , в то время как зависимость ширины ямы L от d является немонотонной функцией. Важно отметить, что при любом значении d учет изменения эффективной массы уменьшает ширину ямы по сравнению с шириной ямы, определенной без учета изменения массы.

На рис.4с,d приведены зависимости дипольных матричных элементов μ_{12} , μ_{23} , μ_{31} , а также их произведения $\mu_{12}\mu_{23}\mu_{31}$ от ширины барьера с учетом изменения эффективной массы. Заметим, что при любом значении d $\mu_{31} < \mu_{12} < \mu_{23}$. Как видно из рис.4с, увеличение d ведет к уменьшению вероятности перехода между первым и вторым, а также между вторым и третьим уровнями, в то время как вероятность перехода электрона с третьего уровня на первый возрастает. Примечательно, что учет пространственной неоднородности эффективной массы приводит к увеличению значения коэффициента ГВГ по сравнению со случаем, когда эффективная масса считается одинаковой во всех областях гетероструктуры. Максимум генерации получается при $d = 5.53$ мкм.

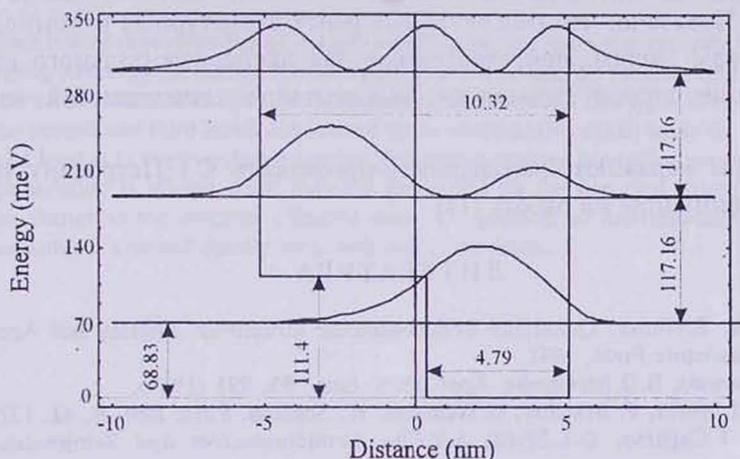


Рис.5. Квантовая яма, обеспечивающая максимальную генерацию второй гармоники на длине волны 10.6 мкм, а также квадрат модуля волновой функции для первых трех уровней.

На рис.5 представлена потенциальная яма, обеспечивающая максимальную ГВГ для фотона с длиной волны 10.6 мкм. Как видно из рисунка, генерация максимальна при значениях $L \approx 10.3$ нм и $d \approx 5.5$ нм. В работах [14,18] для экспериментального наблюдения ГВГ на длине волны 10.6 мкм была использована гетеросистема с параметрами $L \approx 10.5$ нм и $d \approx 4.5$ нм, при расчете которых эффект изменения эффективной массы не учитывался. Из наших расчетов видно, что эти параметры не обеспечивают равенство $E_2 - E_1$ и $E_3 - E_2$ (см. рис.4б), а также максимальность коэффициента ГВГ (см. рис.4д). Так, в частности, при $d \approx 4.5$ нм требуемая эквидистантность имеет место при $L \approx 10.86$ нм. Если при подготовке к эксперименту использовать гетеросистему со значениями параметров, полученными в настоящей

работе (см. рис.5), то можно добиться увеличения ГВГ примерно в два раза.

4. Заключение

В работе рассмотрена задача определения максимума генерации второй гармоники в потенциальной яме, содержащей внутри себя прямоугольный барьер. Расчеты проведены как для случая бесконечно глубокой ямы, так и для случая ямы конечной глубины. Показано, что в общем случае задача определения ансамбля структур с равноудаленными первыми тремя уровнями имеет две ветви решений. Причем, для первой ветви второй и третий энергетические уровни расположены выше прямоугольного барьера, а для второй ветви выше барьера расположен только третий уровень. Показано также, что генерация, соответствующая второй ветви решений, всегда меньше генерации для первой ветви.

Точно решена задача нахождения максимума коэффициента ГВГ для ямы конечной глубины, как с учетом, так и без учета изменения эффективной массы. Показано, что рассчитанные ранее структурные и композиционные параметры систем, приготовленных для экспериментального наблюдения генерации второй гармоники, нуждаются в существенной корректировке.

Авторы выражают благодарность профессору С.Г.Петросяну, обратившему наше внимание на работу [14].

ЛИТЕРАТУРА

1. C.Weisbuch, B.Winter. Quantized Semiconductor Structures: Physics and Applications. Boston, Academic Press, 1991
2. W.Trzeciakowski, B.D.McCombe. Appl. Phys. Lett., **55**, 891 (1989).
3. A.Lorke, M.Merkt, F. Malcher, G.Weimann, W. Schlapp. Phys. Rev. B, **42**, 1321 (1990).
4. C.Sirtori, F.Capasso, D.L.Sivco, A.Y.Cho. Semiconductors and Semimetals, **65**, 85 (1999).
5. M.Seto, M.Helm, Z.Moussa, P.Baucaud, F.H.Julien, J.M.Lourtioz, J.F.Nutzel, G.Abstreiter. Appl. Phys. Lett., **65**, 2969 (1994).
6. J.Khurgin. Appl. Phys. Lett., **51**, 2100 (1987); Phys. Rev. B, **38**, 4056 (1988).
7. E.Rosencher, P.Bois, J.Nagle, E.Costard, S.Delaitre. Appl. Phys. Lett., **55**, 1597 (1989).
8. E.Rosencher. J.Appl. Phys., **73**, 1909 (1993).
9. L.Tsang, E.Ann, S.L.Chuang. Appl. Phys. Lett., **52**, 697 (1988).
10. T.Park, G.Gumbs, Y.C.Chen. J. Appl. Phys., **86**, 1467 (1999).
11. S.Tomic, V.Milanovic, Z.Ikonic. Phys. Rev. B, **56**, 1033 (1997); J. Phys.: Condens. Matter, **10**, 6523 (1998).
12. G.Goldoni, F.Rossi. Optics Lett., **25**, 1025 (2000).
13. E.Rosencher, P.Bois. Phys. Rev. B, **44**, 11315 (1991).
14. E.Rosencher, P.Bois. Intersubband Transitions in Quantum Wells. New York, Plenum Press, 1992.
15. Д.М.Седракян, А.Ж.Хачатрян. Изв. НАН Армении, Физика, **36**, 62 (2001).
16. E.T.Yu et al. Solid State Phys., **46**, 2 (1992).
17. D.F.Nelson, R.C.Miller, D.A.Kleinman. Phys. Rev. B, **35**, 7770 (1987).
18. Ph.Boucaud, F.H.Julien, D.D.Yang, J-M.Lourtioz, E.Rosencher, P.Bois, J.Nagle. Appl. Phys. Lett., **57**, 215 (1990).

ԵՐԿՐՈՐԴ ՀԱՐՄՈՆԻԿԻ ԳԵՆԵՐԱՑԻԱՆ ՈՒՂՂԱՆԿՅՈՒՆ ԱՐԳԵԼԸ
ՊԱՐՈՒՆԱԿՈՂ ՄԻՄԵՏՐԻԿ ՓՈՍՈՒՄ

Գ.Մ. ՍԵԴՐԱԿՅԱՆ, Ա.Շ. ԽԱԶԱՏՐՅԱՆ, Գ.Մ. ԱՆԴՐԵԱՅԱՆ, Վ.Դ. ԲԱԴԱԼՅԱՆ

Դիտարկված է ուղղանկյուն արգելք պարունակող պոտենցիալային փոստում երկրորդ հարմոնիկի գեներացիայի մաքսիմումի որոշման խնդիրը: Յույց է տրված, որ ընդհանուր դեպքում սկզբի երեք հավասարահեռ մակարդակներով համակարգերի անսամբլի որոշման խնդիրը ունի լուծումների երկու թև: Ընդ որում առաջին թևի համար երկրորդ և երրորդ մակարդակները գտնվում են ուղղանկյուն արգելքից բարձր, իսկ երկրորդ թևի համար արգելքից վերև գտնվում է միայն երրորդ մակարդակը: Յույց է տրված նաև, որ երկրորդ լուծումների թևին համապատասխանող գեներացիան միշտ փոքր է առաջին թևի գեներացիայից: Հաշվի առնելով էլեկտրոնի էֆեկտիվ զանգվածի փոփոխությունը ճշգրիտ լուծված է գեներացիայի մաքսիմումի որոշման խնդիրը վերջավոր փոսի համար:

SECOND HARMONIC GENERATION IN A SYMMETRIC WELL
CONTAINING A RECTANGULAR BARRIER

D.M. SEDRAKIAN, A.ZH. KHACHATRIAN, G.M. ANDREASYAN, V.D. BADALYAN

The problem of determination of maximum of the second harmonic generation in a potential well containing a rectangular barrier is considered. It is shown that the problem of determination of the ensemble of structures with the first three equidistant levels has two types of solutions. For the first type the second and third levels are located in the over-barrier region, while for the second one only the third level is in the over-barrier region. It is shown that the generation corresponding to the second type solution is always small than the generation for the first type solution. Taking into account the change in the electron effective mass, the problem of determination of the second harmonic maximum is solved exactly for a well with finite depth.