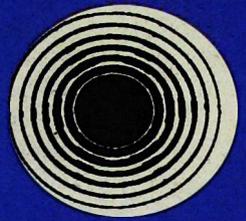


ISSN 0002-3035

ՓԻԶԻԿԱ-ՖԻԶԻԿԱ-PHYSICS



ИЗВЕСТИЯ
НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ

PROCEEDINGS
OF NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF ARMENIA

38, N6, 2003

Журнал издается с 1966 г.
Выходит 6 раз в год
на русском и английском языках

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

В. М. Арутюнян, главный редактор
Э. Г. Шароян, зам. главного редактора
А. А. Ахумян
Г. А. Вартапетян
Э. М. Казарян
А. О. Меликян
А. Р. Мкртчян
Д. Г. Саркисян
Ю. С. Чилингарян
А. А. Мирзаханян, ответственный секретарь

ԽՐԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՒԵԳԻԱ

Վ. Մ. Հարությունյան, գլխավոր խմբագիր
Է. Գ. Շառոյան, գլխավոր խմբագրի տեղակալ
Ա. Ա. Հախումյան
Հ. Հ. Վարդապետյան
Է. Մ. Ղազարյան
Ա. Օ. Մելիքյան
Ա. Ռ. Մկրտչյան
Գ. Գ. Սարգսյան
Յու. Ս. Չիլինգարյան
Ա. Ա. Միրզախանյան, պատասխանատու քարտուղար

EDITORIAL BOARD

V. M. Aroutiounian, editor-in-chief
E. G. Sharoyan, associate editor
A. A. Pakhumyan
H. H. Vartapetian
E. M. Ghazaryan
A. O. Melikyan
A. R. Mkrtchyan
D. H. Sarkisyan
Yu. S. Chilingaryan
A. A. Mirzakhanyan, executive secretary

Адрес редакции: Республика Армения, 375019,
Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24-г.

Խմբագրության հասցեն՝ Հայաստանի Հանրապետություն,
375019, Երևան, Մարշալ Բաղրամյան պող., 24-գ:

Editorial address: 24-g, Marshal Bagramyan Av.,
Yerevan, 375019, Republic of Armenia.

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 встроенном 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 межподзонными 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.

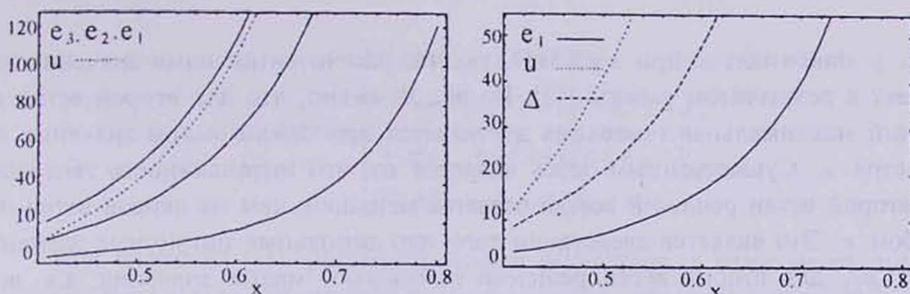


Рис.1. Зависимости e_1, e_2, e_3, u и Δ от переменной x для первой ветви решений.

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 .

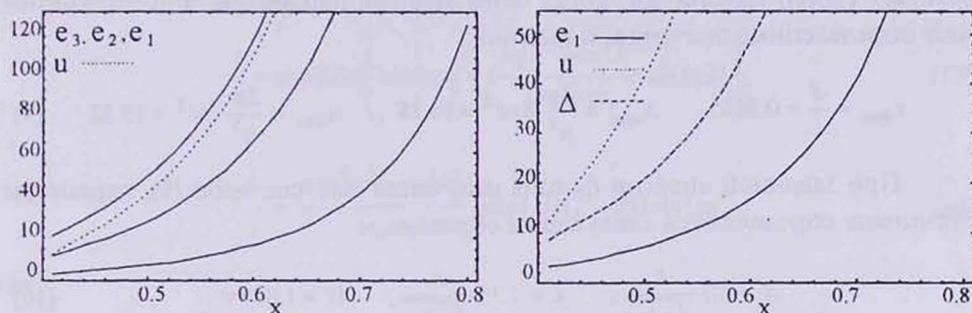


Рис.2. Зависимости e_1, e_2, e_3, u и Δ от переменной x для второй ветви решений.

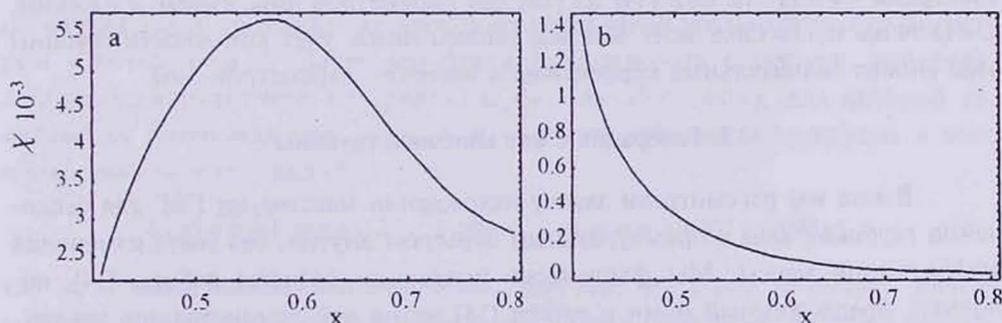


Рис.3. Зависимость χ от x для первой (а) и второй (б) ветви решений.

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.

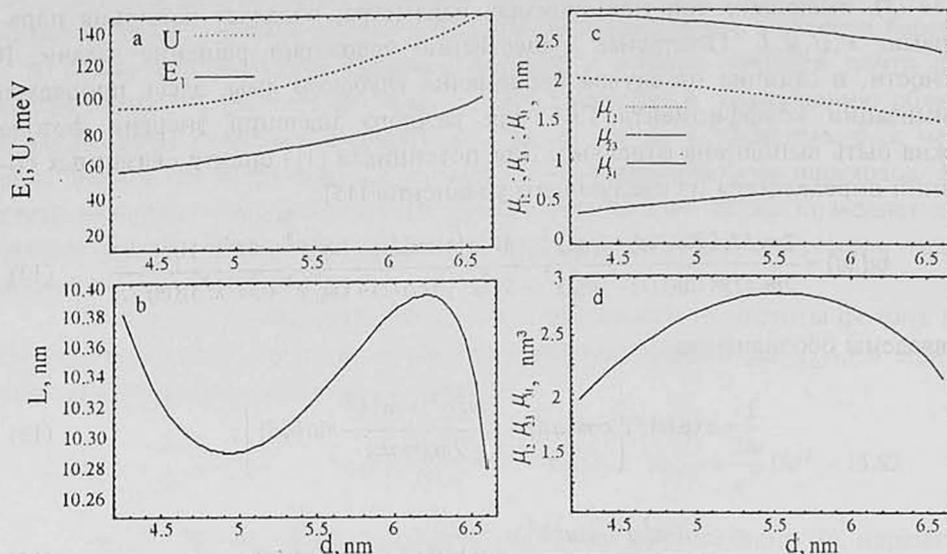


Рис.4. Зависимости E_1 , U , L , μ_{12} , μ_{23} , μ_{31} , $\mu_{12}\mu_{23}\mu_{31}$ от ширины потенциального барьера d с учетом изменения эффективной массы.

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.

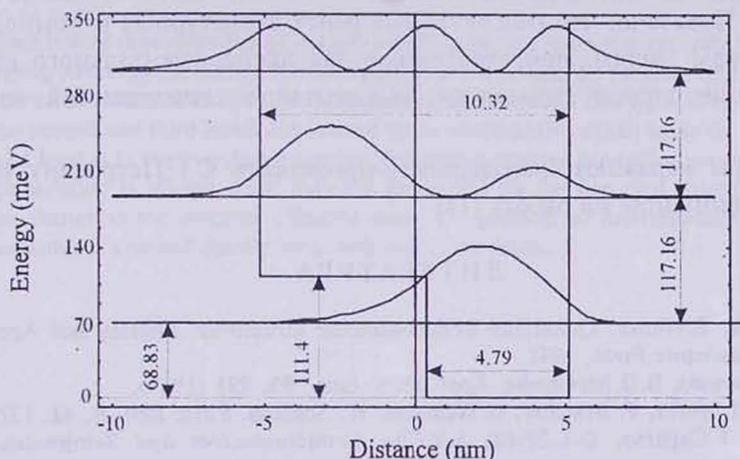


Рис.5. Квантовая яма, обеспечивающая максимальную генерацию второй гармоники на длине волны 10.6 мкм, а также квадрат модуля волновой функции для первых трех уровней.

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: Ցույց 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: Ցույց 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.

УДК 548.0

СВЕРХСВЕТОВОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ И АНОМАЛИИ ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА В ИЗОТРОПНОМ СЛОЕ. I. ГРУППОВАЯ СКОРОСТЬ

А.А. ГЕВОРГЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 4 марта 2003 г.)

Вычислена групповая скорость и исследованы особенности сверхсветового распространения света через изотропный слой. Рассматриваются многослойные системы, обеспечивающие сверхсветовое распространение света на больших расстояниях с компенсированием потерь при прохождении света через систему. Исследованы также ситуации, когда скорость распространения светового импульса замедляется или когда она равняется нулю.

1. Введение

Как известно, световые импульсы в областях аномальной дисперсии или при затухании могут распространяться с групповой скоростью, превышающей скорость распространения света в вакууме. Сверхсветовое распространение в области аномальной дисперсии рассмотрено в работах [1-6] (см. также литературу, цитированную в них). Здесь сверхсветовое распространение связано с восстановлением формы пакета волн в процессе поглощения [1-4]. В работах [7,8] рассмотрено туннелирование фотонов через фотонные барьеры, в которых сверхсветовое распространение связано с затухающим распространением волны. В отличие от случая аномальной дисперсии, в этом случае сверхсветовое распространение сопровождается генерацией отраженной волны, распространяющейся в обратном направлении. Известны сообщения об экспериментальных измерениях и теоретических расчетах сверхсветового распространения в различных фотонных барьерах, включающих низкоразмерные волноводы [9-11], в 1D фотонных зонных структурах [12-15], при полном внутреннем отражении [16,17]. Отметим, что эти исследования представляют большой интерес также непосредственно с технической точки зрения, в частности, для оптической связи [12-14]. В работе [18] исследованы особенности групповой скорости при распространении света через слой спиральной периодической среды. Определение групповой скорости, данное в этой работе, совпадает с определением усредненной групповой скорости. Как следует из [18], в спиральных периодических средах в области селективного отра-

жения также наблюдается сверхсветовое распространение света, однако в [18] этому факту дано неверное толкование.

В настоящей работе вычислена групповая скорость, исследованы зависимости групповой скорости от различных параметров среды и от угла падения волны, а также рассмотрено влияние границ на групповую скорость при распространении света через тонкий изотропный слой. Исследованы также многослойные системы, обеспечивающие сверхсветовое распространение на больших расстояниях с компенсированием потерь при прохождении света через систему.

2. Исходные соотношения

Пусть на плоскопараллельный слой с комплексным показателем преломления $n = n' + n''$, находящийся в среде с показателем преломления n_0 , падает плоская монохроматическая волна с частотой ω . Слой занимает область пространства $0 \leq z \leq d$, где ось z ориентирована перпендикулярно поверхности слоя. Рассмотрим случай $\mu = 1$. Падающая волна распространяется под углом ϑ по отношению к оси z . Решение задачи представим в виде

$$\mathbf{E}_r = \hat{r}\mathbf{E}_i, \quad \mathbf{E}_t = \hat{t}\mathbf{E}_i, \quad (1)$$

где индексами i, r, t обозначены поля соответственно падающей, отраженной и прошедшей волн,

$$\mathbf{E}_{i,r,t} = E_{i,r,t}^p \mathbf{n}_p + E_{i,r,t}^s \mathbf{n}_s = \begin{bmatrix} E_{i,r,t}^p \\ E_{i,r,t}^s \end{bmatrix}, \quad (2)$$

\mathbf{n}_p и \mathbf{n}_s — орты p - и s -поляризации, соответственно, \hat{r} и \hat{t} — 2×2 матрицы Джонса прошедшей и отраженной волн [19,20], $r_{12} = r_{21} = 0$, $t_{12} = t_{21} = 0$, а $r_{11} = r^p$, $r_{22} = r^s$, $t_{11} = t^p$, $t_{22} = t^s$ определяются из следующих уравнений:

$$1/t^s = \exp(k_{0z}d) \left[\cos(k_z d) - i \frac{(k_{0z}^2 + k_z^2)}{2k_{0z}k_z} \sin(k_z d) \right], \quad (3)$$

$$r^s/t^s = i \frac{(k_{0z}^2 + k_z^2)}{2k_{0z}k_z} \sin(k_z d), \quad (4)$$

$$1/t^p = \exp(k_{0z}d) \left[\cos(k_z d) - i \frac{\frac{n^2}{n_0^2} k_{0z}^2 - \frac{n_0^2}{n^2} k_z^2}{2k_{0z}k_{nz}} \sin(k_z d) \right], \quad (5)$$

$$r^p / t^p = - \frac{\frac{n^2}{n_0^2} k_{0z}^2 - \frac{n_0^2}{n^2} k_{nz}^2}{2k_{0z} k_{nz}} \sin(k_z d), \quad (6)$$

где $k_{0z} = \frac{\omega}{c} n_0 \cos \vartheta$, $k_z = \frac{\omega}{c} n \cos \vartheta_1$, ϑ , ϑ_1 – углы падения и преломления, соответственно ($n \sin \vartheta = n_0 \sin \vartheta_1$).

При рассмотрении взаимодействия световых импульсов в форме узкополосных волновых пакетов с оптическими системами определяются эффективные (усредненные) групповые скорости прошедшего и отраженного световых импульсов, нормированные по c [12-15] для s - и p -волн, которые выражаются через комплексные коэффициенты прохождения $t^{s,p}$ и отражения $r^{s,p}$:

$$v_{gp,s}^{t,r} = \frac{d}{c \cdot \tau_{gp,s}^{t,r}}, \quad (7)$$

где

$$\tau_{gp,s}^t = - \frac{\lambda^2}{2\pi c} \frac{\partial \arg t^{p,s}}{\partial \lambda}, \quad \tau_{gp,s}^r = - \frac{\lambda^2}{2\pi c} \frac{\partial \arg r^{p,s}}{\partial \lambda}. \quad (8)$$

Определяется также эффективный коэффициент преломления [5]:

$$n_{eff}^{p,s} = 1 / v_{gp,s}^t. \quad (9)$$

Определяемые таким образом нормированные групповые скорости (а также эффективные коэффициенты преломления) учитывают влияние границ и зависят от параметров сред, от их показателей преломления, толщины слоя и т.д.

Энергетические коэффициенты отражения $R^{p,s}$ и пропускания $T^{p,s}$ определяются выражениями $R^{p,s} = |r^{p,s}|^2$, $T^{p,s} = |t^{p,s}|^2$. Определим также величину $Q^{p,s} = 1 - (R^{p,s} + T^{p,s})$, характеризующую долю световой энергии, поглощенной в слое.

3. Групповая скорость

При распространении света через изотропный слой конечной толщины появляется дисперсия (зависимость от частоты) оптических характеристик системы (в частности, амплитудных коэффициентов отражения и пропускания), из-за чего групповая скорость пакета волн отраженного и прошедшего световых импульсов отличается от фазовой скорости даже при отсутствии частотной дисперсии диэлектрической проницаемости. Так, полагая коэффициент преломления постоянным, $n = \text{const}$, т.е. не зависящим от частоты, для v_g^t при нормальном падении света на слой получаем:

$$v_g^t = \frac{4n^2 n_0^2 \cos^2(k_z d) + (n_0^2 + n^2)^2 \sin^2(k_z d)}{n(n+n_0)[2n_0 n \cos^2(k_z d) + (n_0^2 + n^2) \sin^2(k_z d)]}. \quad (10)$$

Отсюда следует, что, если $n \neq n_0$, то $v_g^i \neq 1/n$, и в общем случае v_g^i зависит от длины волны и от параметров слоя. Из (10) видно также, что, если $n < 1$, то $v_g^i > 1$. Действительно, в частности, для толщин слоя, удовлетворяющих условию $\sin(k_z d) = 0$, из (10) получаем

$$v_g^i = \frac{2n_0}{n + n_0},$$

откуда следует вышесказанное, а именно, сверхскоростное распространение света в изотропном слое наблюдается уже при условии $n < 1$ (естественно, при отсутствии дисперсии диэлектрической проницаемости).

Отличие диэлектрической проницаемости от единицы (тем более ее значения, меньшие единицы или отрицательные) уже означает, что имеется частотная дисперсия диэлектрической проницаемости и, следовательно, также поглощение. Ниже мы корректно учтем дисперсию и поглощение. Но сначала, для простоты, будем рассматривать особенности групповой скорости, коэффициента отражения $R^{p,s}$, пропускания $T^{p,s}$ и поглощения излучения в слое $Q^{p,s}$ без учета дисперсии диэлектрической проницаемости. Это целесообразно для того, чтобы в наиболее чистом виде выявить те особенности, которые связаны с наличием границ, а также с отрицательностью ϵ или с тем, что $\epsilon < 1$ (при рассмотрении соответственно случаев $\epsilon < 0$ или $\epsilon < 1$). Последующий учет поглощения и дисперсии яснее выявит влияние различных факторов на эти особенности. В частности, как будет показано ниже, сверхсветовое распространение в изотропном слое связано как с восстановлением формы пакета волн в процессе поглощения, так и с восстановлением формы пакета волн в процессе генерации отраженной волны, распространяющейся в обратном направлении. Это целесообразно также по той причине, что вдали от линии поглощения или в определенных узких частотных областях между линиями поглощения или линиями поглощения и усиления можно с достаточной точностью пренебречь дисперсией диэлектрической проницаемости [4-6], причем можно выделить такие области, где ϵ отрицательна или $\epsilon < 1$.

Отметим также, что существование сред со значением диэлектрической проницаемости $\epsilon < 1$ или отрицательных, или сред с отрицательной магнитной проницаемостью, или сред с отрицательным коэффициентом преломления доказано теоретически и экспериментально и не вызывает сомнений, а исследования различных особенностей таких сред в последнее время стали очень актуальными [21-24].

Как уже отмечалось, сверхсветовое распространение света было установлено также экспериментально, однако толщины сред, которые проявляют сверхсветовое распространение, обычно сравнительно малы. При больших толщинах световой импульс практически полностью поглощается или полностью отражается [12-15] (см. также нижепредставленные результаты). Поэтому предлагаются различные конфигурации для наблюдения сверхсвето-

вого распространения на больших расстояниях с компенсированием потерь при прохождении света через систему (см., например, [12-15]). В данной статье также рассматриваются конфигурации, в которых возможно сверхсветовое распространение на больших расстояниях, однако вначале естественно исследовать особенности сверхсветового распространения в простейшей конфигурации, а именно, в изотропном слое. На рис.1,2 представлены результаты влияния изменения различных параметров изотропного слоя на, $v_{gp,s}^l$, а также на $R^{s,p}$, $T^{s,p}$ и $Q^{s,p}$.

На рис.1 приведены зависимости групповых скоростей $v_{gp,s}^l$ p - и s -волн от угла падения ϑ (а), от мнимой части диэлектрической проницаемости (от параметра $\ln[\text{Im}\epsilon]$) (с), а также от толщины слоя d (с) и реальной части диэлектрической проницаемости (от параметра $\text{Re}\epsilon$) (д). На рис.2 представлены зависимости коэффициентов отражения $R^{p,s}$ (кр.1), пропускания $T^{p,s}$ (кр.2), поглощения излучения в слое $Q^{p,s}$ (кр.3) p - и s -волн от угла падения ϑ (б). Как видно из рисунка, при $\epsilon < 1$ групповая скорость превышает скорость распространения света в вакууме. Механизм превышения групповой скорости над скоростью распространения света в вакууме аналогичен тому, который наблюдается в одномерных фотонных кристаллах и многослойных брэгговских решетках [12-15], и связан с туннелированием световых волн через оптический барьер. Как видно из рис.1а, сверхсветовое распространение наблюдается также при больших углах падения в случае $n > 1$, $n < n_0$. Оно связано с явлением полного внутреннего отражения [16,17].

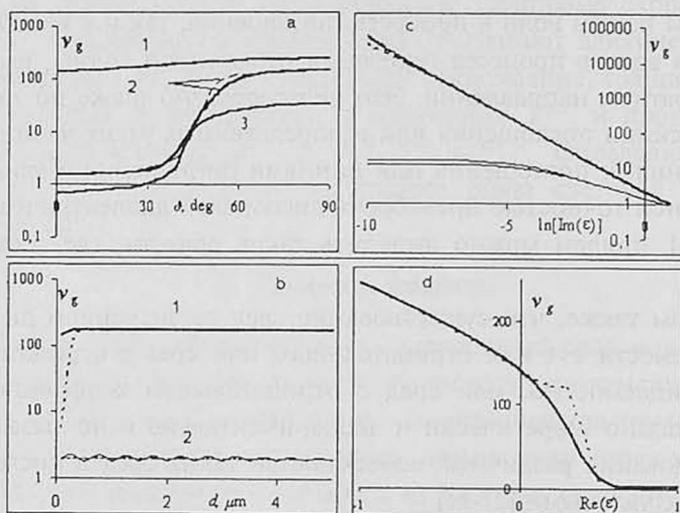


Рис.1. Зависимость групповой скорости $v_{gp,s}^l$ от угла падения ϑ (а), от толщины слоя d (б), от мнимой части диэлектрической проницаемости (от параметра $\ln[\text{Im}(\epsilon)]$) (с) и от реальной части диэлектрической проницаемости ϵ (д) для s - (сплошные кривые) и p - (штриховые кривые) волн. Кривые 1 соответствуют случаю $\epsilon < 0$ ($\epsilon = -0.5 + i0.01$), 2 - случаю $0 < \epsilon < 1$ ($\epsilon = 0.5 + i0.01$), а 3 - случаю $n < n_0$ ($\epsilon = 2.25 + i0.01$, $n_0 = 2.25$). $\lambda = 0.5$ мкм. $d = 0.5$ мкм (а,с,д), $\vartheta = 45^\circ$ (с,д), $\vartheta = 30^\circ$ (б).

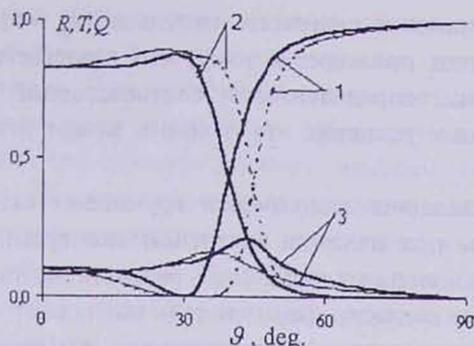


Рис.2. Зависимости коэффициентов отражения $R^{p,s}$ (кр.1), пропускания $T^{p,s}$ (кр.2), поглощения излучения в слое $Q^{p,s}$ (кр.3) s - (сплошные кривые) и p - (штриховые кривые) волн от угла падения ϑ . Параметры те же, что и на рис. 1а.

Отметим одну интересную особенность: величины $Q^{p,s}$, характеризующие интегральное поглощение световой энергии в слое для p - и s -волн, проходят через пик в зависимости от угла падения ϑ , свидетельствующий о том, что особенности интегрального поглощения обусловлены как особенностями отражения, так и особенностями пропускания света.

Теперь рассмотрим случай, когда влиянием дисперсии диэлектрической проницаемости пренебречь нельзя. Рассмотрим диэлектрическую среду с лоренцевским законом дисперсии

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}, \quad (11)$$

где γ – ширина линии поглощения, а ω_p – атомная плазменная частота

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi N |f| e^2}{m}, \quad (12)$$

N , e и m – атомная плотность, заряд и масса электрона, соответственно, f – сила осциллятора.

В этом случае определяется также нормированная групповая скорость для безграничной среды (обусловленная дисперсией коэффициента преломления)

$$v_{gz} \equiv \frac{d\omega}{c \cdot dk_z} = \frac{1}{n_z(\omega) + \omega dn_z(\omega)/d\omega}, \quad (13)$$

где

$$n_z(\omega) = \sqrt{\varepsilon(\omega) - \varepsilon_0 \sin^2 \vartheta}. \quad (14)$$

Хотя $n_z(\omega)$ близко к единице, его производная может быть достаточно большой, приводя к двум интереснейшим эффектам, а именно, к сверхсветовому распространению ($v_{gz} \gg 1$) и к сверхмедленному распространению



($v_{gz} \ll 1$), и даже к остановке светового импульса ($v_{gz} = 0$). Отметим также, что учет влияния границ приводит к тому, что появляется отличие между групповыми скоростями, определенными соответственно формулами (7) и (13), и при определенных условиях это отличие может стать существенным (см. ниже).

На рис.3 представлены зависимости групповых скоростей $v'_{gp,s}$ p - и s -волн от длины волны при наличии частотной дисперсии диэлектрической проницаемости. Как показывают численные результаты, значения групповой скорости, определенные согласно формуле (13), совпадают со значениями v'_{gs} (значения групповой скорости v'_{gp} существенно отличаются от значения групповой скорости, определенной согласно формуле (13)). Однако в определенных областях длин волн (особенно вблизи экстремумов $\text{Re}(\epsilon)$) разность между значениями групповой скорости v_{gz} и групповой скорости, определенной согласно формуле (13), также может достигать значительных величин (см. вставку к рис.3). Из рисунка видно, что групповая скорость может стать намного больше скорости распространения света в вакууме, особенно вблизи экстремумов $\text{Re}(\epsilon)$. Видно также, что групповая скорость может стать как отрицательной, так и намного меньше скорости распространения света в вакууме, а на определенных частотах также непосредственно равняться нулю. Исследование ситуаций, когда скорость распространения светового импульса замедляется или когда она равняется нулю, стало очень актуальным [25-29]. Это связано, в частности, с возможным применением этого эффекта для сохранения информации в квантовых компьютерах.

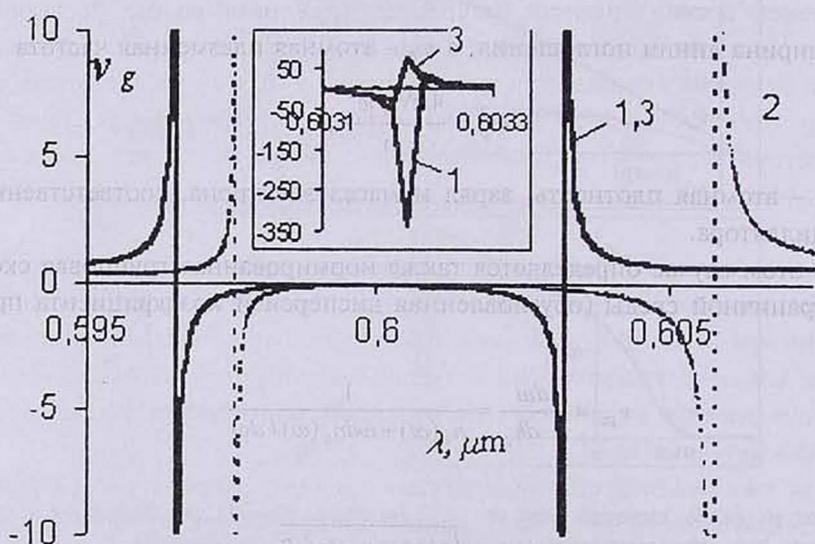


Рис.3. Зависимость групповых скоростей $v'_{gp,s}$ (кр.1,2 соответственно), а также групповой скорости, определенной согласно формуле (9) (кр.3) от длины волны λ . $\omega_p = 10^{14} \text{ c}^{-1}$, $\omega_0 = 3.14 \cdot 10^{15} \text{ c}^{-1}$, $\gamma = 7.54 \cdot 10^{14} \text{ c}^{-1}$, $d = 1 \text{ мкм}$, $\vartheta = 45^\circ$.

В заключение рассмотрим системы, обеспечивающие сверхсветовое распространение света на больших расстояниях, также имеющие большое практическое значение. При этом должно выполняться также условие $|t^2| > 1$ (условие компенсации потерь при прохождении света через систему). Сперва рассмотрим простейшую систему, состоящую из двух изотропных слоев, один из которых имеет диэлектрическую проницаемость $\epsilon_1 < 0$, обеспечивающую сверхсветовое распространение света, а другой – это слой усиливающей среды, обеспечивающей компенсирование потерь при прохождении света через систему. Задача может быть решена методом сложения слоев Амбарцумяна [30], согласно которому задача определения \hat{R} и \hat{T} многослойной системы сводится к решению следующей системы разностных матричных уравнений:

$$\begin{aligned}\hat{R}_j &= \hat{r}_j + \hat{i}_j \hat{R}_{j-1} (\hat{i} - \hat{r}_j \hat{R}_{j-1})^{-1} \hat{i}_j, \\ \hat{T}_j &= \hat{T}_{j-1} (\hat{i} - \hat{r}_j \hat{R}_{j-1})^{-1} \hat{i}_j,\end{aligned}\quad (15)$$

с $\hat{R}_0 = \hat{0}$, $\hat{T}_0 = \hat{I}$. Здесь $\hat{R}_j, \hat{T}_j, \hat{R}_{j-1}, \hat{T}_{j-1}$ – матрицы Джонса для сред с j и $j-1$ однородными изотропными слоями, соответственно, \hat{r}_j, \hat{i}_j – матрицы Джонса j -ого однородного изотропного слоя, $\hat{0}$ – нулевая матрица, \hat{I} – единичная матрица, тильдой обозначены соответствующие матрицы Джонса в случае обратного направления распространения света. Например, в случае, когда слой среды с обеих сторон граничит с одной и той же средой, матрицы Джонса при падении света “справа” и “слева” связаны между собой соотношениями

$$\hat{\hat{T}} = \hat{F}^{-1} \hat{T} \hat{F}, \quad \hat{\hat{R}} = \hat{F}^{-1} \hat{R} \hat{F}, \quad (16)$$

где $\hat{F} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$ при линейных базисных поляризациях.

Опуская соответствующие вычисления, переходим непосредственно к обсуждению полученных результатов. Как показывает численный анализ, варьированием параметров системы можно найти ситуации, когда система обеспечивает сверхсветовое распространение с одновременным выполнением условия $|t|^2 \geq 1$. На рис. 4а,б представлены зависимости коэффициентов прохождения $T^{p,s}$ и нормированных групповых скоростей $v_{gp,s}^i$ p - и s -волн от толщины системы d . Как видно из графиков, этой простой системой можно обеспечить сверхсветовое распространение на расстояниях, существенно превышающих ($10^4 \div 10^5$ раз) толщину слоя с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_1 < 0$. Как показывают численные расчеты, сверхсветовое распространение света с одновременным выполнением условия $T^{p,s} \geq 1$ для p - и s -волн имеет место при различных толщинах. Варьированием параметров системы можно обеспечить сверхсветовое распространение и на существенно больших расстояниях с одновременным обеспечением условия $T^{p,s} \geq 1$.

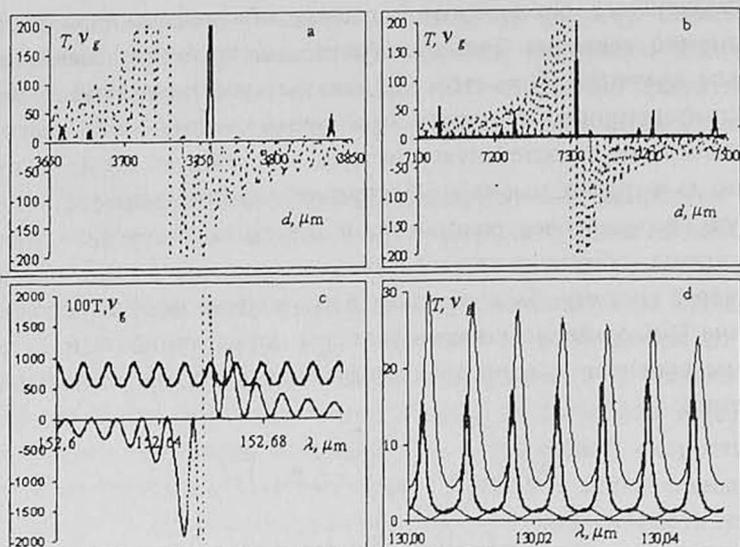


Рис.4. Зависимость коэффициента прохождения T (сплошные кривые) и групповой скорости v_g^i (штриховые кривые) от толщины системы d при прохождении света через систему, состоящую из двух изотропных слоев (a,b) и от длины волны λ при прохождении света через систему, состоящую из приложенных друг к другу 400 двухслоев (c,d) для s - (a,c) и p - (b,d) волн. Параметры первого слоя: $\varepsilon = -0.5 + i0.0001$, $d_1 = 0.5$ мкм, параметры второго слоя: $\varepsilon = 3.01 - i0.0001$, $d = d_1 + d_2$. $\lambda = 1.5$ мкм (a,b). $d_2 = 3728.5$ мкм (c), $d_2 = 7296.5$ мкм (d). $\vartheta = 45^\circ$.

Теперь рассмотрим многослойную систему, состоящую из приложенных друг к другу n вышерассмотренных двух слоев. Эта задача также может быть решена методом сложения слоев Амбарцумяна [30]. Опять опуская соответствующие вычисления, переходим непосредственно к обсуждению полученных результатов. Как показывает численный анализ, варьированием параметров системы (число двухслоев, параметры самых слоев) или изменением длины волны падающего света можно найти ситуации, когда система обеспечивает сверхсветовое распространение на существенно больших расстояниях с одновременным выполнением условия $|t|^2 \geq 1$. Так, на рис.4c,d представлены зависимости коэффициентов прохождения $T^{p,s}$ и нормированных групповых скоростей $v_{gp,s}^i$ p - и s -волн от длины волны λ . Рассматривается область длин волн вдали от области дифракционного отражения. Как видно из представленных результатов, существуют области длин волн, где наблюдается сверхсветовое распространение, причем имеет место также условие $T^{p,s} \geq 1$. В этом случае толщина системы порядка $1 \div 2$ м. Отметим, что это не предел, и можно получить сверхсветовое распространение и на больших расстояниях. Отметим также, что на длинах волн в области дифракционного отражения появляется еще один механизм сверхсветового распространения, а именно, дифракционное отражение.

ЛИТЕРАТУРА

1. C.G.B. Garret and D.E. McCumber. Phys. Rev. A, **1**, 305 (1970).
2. S.Chu and S.Wong. Phys. Rev. Lett., **48**, 738 (1982).
3. R.Y.Chiao. Phys. Rev. A, **48**, R34 (1993).
4. E.L.Bolda, J.C.Garrison, and R.Y.Chiao. Phys. Rev. A, **49**, 2938 (1994).
5. A.M.Steinberg and R.Y.Chiao. Phys. Rev. A, **49**, 2071 (1994).
6. A.Dogariu, A.Kuzmich, and L.J.Wang. Phys. Rev. A, **63**, 053806-1 (2001).
7. R.Y. Chiao and A.M. Steinberg. Prog. Opt., **37**, 345 (1997).
8. G.Nimtz and G.W.Heitmann. Quantum Electron., **21**, 81 (1997).
9. A.Enders and G.Nimtz. Phys. Rev. B, **47**, 9605 (1993).
10. A.Ranfagni, D.Mugnai, P.Fabeni, and G.P.Pazzi. Appl. Phys. Lett., **58**, 774 (1991).
11. A.Ranfagni, P.Fabeni, G.P.Pazzi, and D.Mugnai. Phys. Rev. E, **48**, 1453 (1993).
12. S.Longhi, M.Marano, P.Laporta, M.Belmonte. Phys. Rev. E, **64**, 055602(R)1 (2001).
13. S. Longhi, M. Marano, et al. Phys. Rev. E, **65**, 045602(R)1 (2002).
14. S.Longhi, P.Laporta, M.Belmonte, E.Recami. Phys. Rev. E, **65**, 46610 (2002).
15. V.E.Kochergin, E.V.Kochergin. Opt. Comm., **211**, 121 (2002).
16. Ph.Balcou and L.Dutriaux. Phys. Rev. Lett., **78**, 851 (1997).
17. A.Haibel, G.Nimtz., and A.A.Stahlhofen. Phys. Rev. E, **63**, 047601 (2001).
18. A.H.Gevorgyan. Mol. Cryst. Liq. Cryst., **378**, 187 (2002).
19. M.Born and E.Wolf. Principles of Optics. New York, Pergamon Press, 1964.
20. R.M.A.Azzam and N.M.Bashara. Ellipsometry and polarized light. Amsterdam, North-Holland, 1977.
21. J.B.Pendry, A.J.Holden, et al. IEEE Trans. on Microwave Theory and Tech., **47**, 2075 (1999).
22. D.R.Smith, W.J.Padallia, et al. Phys. Rev. Lett., **84**, 4184 (2000).
23. R.A.Shelby, D.R.Smith, et al. Science, **292**, 77 (2000).
24. Г.А.Крафтмахер, В.С.Бутылкин. Письма в ЖТФ, **29**, №6, 26 (2003).
25. М.И.Рязанов. ЖЭТФ, **103**, 1840 (1993).
26. S.E.Harris. Phys. Rev. Lett., **82**, 4611 (1999).
27. L.V.Hau, S.E.Harris, et al. Nature (London), **397**, 594 (1999).
28. E.A.Cornell. Nature (London), **409**, 461 (2001).
29. D.F.Phillips, A.Fleischhauer, et al. Phys. Rev. Lett., **86**, 783 (2001).
30. A.H.Gevorgyan, K.V.Papouian, H.V.Pikitchian. Opt. Spectr., **88**, 586 (2000).

ԳԵՐԼՈՒՄԱՅԻՆ ՏԱՐԱԾՈՒՄԸ ԵՎ ԼՈՒՅՍԻ ԿԼԱՆՍԱՆ ԱՆՈՍԱԼԻԱՆԵՐԸ ԻՉՈՏՐՈՊ ՇԵՐՏՈՒՄ: I. ԽՄԲԱՅԻՆ ԱՐԱԳՈՒԹՅՈՒՆ

Ա.Հ. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ

Հաշվված է խմբային արագությունը և հետազոտված են գերլուսային տարածման առանձնահատկությունները իզոտրոպ միջավայրի շերտով լույսի անցման դեպքում: Դիտարկված են բազմաշերտ համակարգեր, որոնք ապահովում են գերլուսային տարածումը մեծ հեռավորությունների վրա միաժամանակ կոմպենսացնելով լույսի ինտենսիվության կորուստները: Հետազոտված են նաև այնպիսի իրադրությունները, երբ լուսային իմպուլսի տարածման արագությունը փոքրանում է, կամ երբ այն հավասարվում է զրոյի:

SUPERLUMINAL PROPAGATION AND ANOMALIES OF ABSORPTION OF LIGHT PASSING THROUGH AN ISOTROPIC LAYER. I. GROUP VELOCITY

A.H. GEVORGYAN

The group velocity is calculated and special properties of the superluminal propagation of light through a layer of isotropic medium are studied. The multilayer systems provided the superluminal propagation with compensation of light energy losses are considered. The situations, when the light impulse propagation velocity decreases or when it equals zero, are also studied.

УДК 535.343

АНАЛИЗ СЕЛЕКТИВНОСТИ ЛАЗЕРНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ АТОМНЫХ ПАРОВ НА ОСНОВЕ УРАВНЕНИЙ БАЛАНСА

В.О. ЧАЛТЫКЯН, Г.Г. ГРИГОРЯН, Ю.П. МАЛАКЯН, К.Х. СИМОНЯН*

Институт физических исследований НАН Армении

*Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 15 апреля 2003 г.)

На основе балансных уравнений проведен анализ селективности лазерного возбуждения двух видов двухуровневых атомов в парах. Рассмотрено влияние оптической накачки, столкновений атомов разных видов с перебро-сом энергии возбуждения, пленения излучения и т.п. на концентрацию возбужденных атомов разных видов, вступающих в химическую реакцию с молекулами буферного газа. Показана возможность значительного увеличения содержания одного из видов атомов в молекулах, образующихся в результате химических реакций. Проведены оценки для двух изотопов рубидия.

Рассмотрим газ двухуровневых атомов двух видов (например, пары природного рубидия, состоящего из двух изотопов) в поле лазерного излучения, настроенного на резонанс с определенным переходом атома определенного вида. Это излучение может оказаться довольно близким к резонансу с ближайшим переходом атома другого вида (в пределах ширины линии лазерного излучения), так что необходимо учитывать возможность возбуждения также этих атомов.

Задача в такой постановке может быть применена для целей разделения изотопов любым методом, в котором первым этапом является селективное возбуждение одного из них. Поэтому необходим анализ динамики населенностей атомных уровней с учетом различных процессов, которые могут иметь место в парах под воздействием лазерного излучения. Простейший анализ может быть проведен на основе уравнений баланса для населенностей атомных уровней, пренебрегая на первом этапе когерентными процессами (хотя в последующих рассмотрениях их необходимо принять во внимание и оценить их влияние).

Анализ на основе уравнений баланса был проведен недавно в [1] в случае химических реакций атомов натрия с водородом с целью оценки скоростей этих реакций с учетом процессов тушения при столкновениях атомов натрия с молекулами водорода. Для константы скорости реакции образования молекул гидрида натрия была получена величина $1.1 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$. Уравне-

ния баланса использовались также в [2] для расчета влияния пленения излучения на ширину атомной линии в парах цезия. Показано, в частности, существенное влияние длительности лазерного импульса на плотность числа возбужденных атомов. В литературе имеются также некоторые данные, относящиеся к различным процессам столкновений атомов рубидия с молекулами водорода [3,4]. В [3] измерено сечение переноса энергии между компонентами первого возбужденного дублета атома рубидия при столкновении с молекулами водорода. Приводятся значения константы скорости процесса -10^{-15} и $13.9 \cdot 10^{-16} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ для переходов с увеличением и уменьшением энергии, соответственно. В работе [4] измерены столкновительно-индуцированные уширение и сдвиг спектральных линий D-дублета рубидия в атмосфере различных буферных газов. В случае водорода приводятся значения 17.3 и -2.17 МГц/Торр для линии D_1 и 26.4 и -3.83 МГц/Торр для линии D_2 .

Уравнения баланса для двух видов атомов с учетом процессов взаимосвязанного изменения концентраций атомов обоих видов рассмотрены не были.

Для проведения балансного анализа предположим, что в кювете, облучаемой лазерным излучением, имеются два вида двухуровневых атомов и молекулы (а также атомы) водорода. Обозначим плотность числа атомов обоих изотопов в основном состоянии через n_1, n_2 , в возбужденном состоянии — через n_1^*, n_2^* , плотность числа молекул водорода через N , а числа молекул гидрида рубидия обоих изотопов — $m_{1,2}^*$. Звездочки означают, что эти молекулы образуются только с возбужденными атомами. Предположим далее, что в кювете имеют место следующие процессы: возбуждение атомов при поглощении лазерного излучения (с вероятностью W), вынужденное (W) и спонтанное (γ) излучение с переходом в основное состояние (полная вероятность распада верхнего уровня равна при этом γ' ; в общем случае $\gamma \neq \gamma'$, т.е. может происходить оптическая накачка, если рассматриваемая двухуровневая система не является замкнутой), столкновения с переносом энергии между возбужденным и невозбужденным атомами разного вида ($K_{1,2}$ — константа скорости переноса энергии в единицах $\text{см}^3 \text{ с}^{-1}$ с переносом возбуждения, соответственно, с изотопа 1 на изотоп 2 и наоборот), образование (с константой скорости k^*) молекул гидрида и возбуждение атомов при поглощении флуоресцентного фотона, испущенного атомом того же вида (средняя константа скорости — r) либо атомом другого вида (средняя константа скорости — r'). Кроме того, атомы в основном состоянии попадают в лазерный пучок (с вероятностью Γ) после отражения от стенок кюветы (предполагается, что при отражении они теряют возбуждение); они также могут вылетать из лазерного пучка (Γ) в основном состоянии (вероятность покинуть лазерный пучок в возбужденном состоянии пренебрежимо мала, поскольку она намного меньше вероятности спонтанного распада). Тогда уравнения, описывающие эволюцию населенностей атомных уровней и плотности числа молекул, могут быть записаны в виде (индексы 1 и 2 относятся к

разным изотопам, а звездочка обозначает возбужденный атом либо образованную из него молекулу, а также вероятности вышеперечисленных процессов, если они происходят с возбужденными атомами)

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = -(W_1 + \Gamma_1 + r_1 n_1^* + K_2' n_2^*) n_1 + (W_1 + \gamma_1 + K_1 n_2) n_1^* + \Gamma_1 n_{10}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_1^*}{\partial t} = -(W_1 + \gamma_1' + k_1^* N + K_1 n_2) n_1^* + (W_1 + r_1 n_1^* + K_2' n_2^*) n_1, \quad (2)$$

$$\frac{\partial m_1^*}{\partial t} = k_1^* n_1^* N. \quad (3)$$

Остальные три уравнения получаются из (1)-(3) заменой индексов $1 \leftrightarrow 2$ ($K_{1,2}' = K_{1,2} + r_{2,1}'$). Уравнение, описывающее убыль числа молекул водорода, очевидно:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -N \sum_{i=1,2} (k_i^* n_i^*). \quad (4)$$

Величины n_{10} и n_{20} суть начальные плотности чисел атомов соответствующих изотопов. При решении системы уравнений мы будем нормировать плотности чисел частиц на n_{10} , вероятности — на γ_1 и константы скоростей — на γ_1/n_{10} ; безразмерное время есть $\gamma_1 t$.

Для предварительного аналитического исследования нелинейных уравнений (1)-(3) предположим сначала, что лазерный пучок заполняет весь объем кюветы с парами металла, т.е. положим $\Gamma = 0$, оптическая накачка отсутствует ($\gamma_{1,2}' = \gamma_{1,2}$), в кювете нет молекул водорода, т.е. химические реакции не происходят ($k=0$), лазерное излучение далеко от резонанса с ближайшим переходом другого изотопа ($W_2=0$), а также пренебрежем поглощением атомами флуоресцентных фотонов, испущенных атомами того же типа ($r_{1,2}' = 0$). В этом случае имеется, очевидно, стационарный режим и полное число атомов каждого вида сохраняется ($n_{1,2} + n_{1,2}^* = n_{10,20}$). Для плотности числа атомов второго изотопа получаем уравнение

$$a \frac{n_2^*}{K_1 n_{20} + (K_2 - K_1) n_2^*} (b + r_2 n_2^*) + r_1 \frac{n_2^{*2} (b + r_2 n_2^*)^2}{(K_1 n_{20} + (K_2 - K_1) n_2^*)^2} + n_2^* \left(\frac{(K_2 - K_1) n_2^* (b + r_2 n_2^*)}{K_1 n_{20} + (K_2 - K_1) n_2^*} - K_2 n_{10} \right) = W_1 n_{10}, \quad (5)$$

где введены обозначения

$$a = 2W_1 + \gamma_1 - r_1 n_{10} + K_1 n_{20}, \quad b = \gamma_2 - r_2 n_{20} + K_2 n_{10}.$$

Если также допустить, что $r_2 \approx 0$, а константы скоростей переброса энергии примерно одинаковы для обоих изотопов, $K_1 \approx K_2 \equiv K$, то уравнение (5) сводится к квадратному:

$$r_1(\gamma_2 + Kn_{10})^2 n_2^* + Kn_{20} \left[(\gamma_2 + Kn_{10})(2W_1 + \gamma_1 - r_1 n_{10} + Kn_{20}) - K^2 n_{10} n_{20} \right] n_2^* - W_1 K^2 n_{10} n_{20}^2 = 0. \quad (6)$$

При сделанных допущениях единственным процессом, приводящим к возбуждению второго изотопа, является переброс энергии при столкновениях атомов различных изотопов. Поэтому при $K=0$ имеем $n_2^*=0$. В случае же $r_1 \rightarrow 0$ концентрация второго изотопа определяется выражением

$$n_2^* = \frac{W_1 K n_{10} n_{20}}{(\gamma_2 + Kn_{10})(2W_1 + \gamma_1 + Kn_{20})}, \quad (7)$$

а концентрация первого изотопа – выражением

$$n_1^* = \frac{W_1 n_{10}}{2W_1 + \gamma_1 + Kn_{20}}. \quad (8)$$

Таким образом, при сделанных допущениях отношение плотностей чисел возбужденных атомов двух изотопов равно

$$\frac{n_2^*}{n_1^*} = \frac{Kn_{20}}{\gamma_2 + Kn_{10}}. \quad (9)$$

При больших плотностях либо при слабой накачке ($\gamma_{1,2} \ll Kn_{10,20}, W_1 \ll Kn_{20}$) получаем $n_2^* \approx W_1/K$. При этом число возбужденных атомов первого изотопа равно примерно $n_1^* = W_1 n_{10} / Kn_{20}$. Как и следовало ожидать, в этом случае отношение концентраций изотопов практически не отличается от начального. В обратном предельном случае имеем $n_2^* = (W_1 K / (\gamma_1 (2W_1 + \gamma_1))) n_{10} n_{20}$, $n_1^* = (W_1 / (2W_1 + \gamma_1)) n_{10}$ и отношение n_2^*/n_1^* имеет порядок величины Kn_{20}/γ_1 , т.е. значительно меньше начального отношения концентраций. В промежуточном случае, то есть при условии $\gamma_{1,2} \ll Kn_{10,20}, W_1 \gg Kn_{20}$ получаем $n_2^* \approx n_{20}/2$, т.е. возбуждается примерно половина атомов второго изотопа, в то время как плотность числа возбужденных атомов первого изотопа зависит от соотношения между вероятностью поглощения лазерного излучения и естественной шириной линии: при $W_1 \gg \gamma_1/2$ имеем $n_1^* \approx n_{10}/4$, а при $W_1 \ll \gamma_1/2$ эта величина равна $(W_1/\gamma_1)(n_{10}/2)$. В случае рубидия два изотопа – ^{87}Rb и ^{85}Rb , находятся в природной смеси в соотношении 28 и 72%, соответственно. Если считать, что лазерное излучение настроено на резонанс с одним из переходов 87-го изотопа (изотоп 1), использовать вышеприведенное значение константы скорости переброса энергии между компонентами дублета в качестве величины K и известное значение $\gamma_1 = 6$ МГц, то в стационарном режиме будем иметь отношение концентраций второго и первого изотопов порядка 10^{-2} вместо 72/28 в начальной смеси.

Простейшим случаем, когда можно получить аналитические выражения для населенностей в зависимости от времени, является наличие только

лазерной накачки и химических реакций образования гидрида. В этом случае для плотности чисел возбужденных атомов получается выражение $n^* = Wn_0(e^{-Wt} - e^{-k^*Nt})/(k^*N - W)$, из которого следует, что если $W_1 \leq k_1^*N$, в то время как $W_2 \ll k_2^*N$, то при $t \geq W_1^{-1}$ мы будем иметь $n_1^* \gg n_2^*$, т.е. возбужденных атомов первого изотопа будет намного больше (селективное возбуждение).

В случае достаточно малых плотностей можно пренебречь процессами переброса энергии и система уравнений (1)-(4) становится линейной с постоянными коэффициентами (в действительности коэффициенты зависят от времени через положения атомов и их скорости, однако эти зависимости здесь не рассматриваются). Решение этой системы для плотности числа атомов в основном состоянии показывает, что населенность основного состояния резонансно возбуждаемого изотопа убывает намного быстрее, чем у другого изотопа (в широком интервале значений параметров).

В качестве примера для численных расчетов мы выбрали переход между уровнями $F_g = 2 \rightarrow F_e = 3$ сверхтонкой структуры линии D₁ изотопа 85 рубидия, считая его резонансно возбуждаемым (изотоп 1). Ближайший переход другого изотопа, который может возбуждаться спектральным крылом лазерного излучения, $F_g = 1 \rightarrow F_e = 1$, отстоит по частоте примерно на 1.5 ГГц, так что величина W_2/W_1 имеет порядок 0.01-0.001. С использованием также вышеприведенных данных и известных значений (см., например, [5]) естественных ширин линий переходов между сверхтонкими компонентами линии D₁ рубидия, были построены кривые [6] эволюции во времени плотностей чисел молекул гидрида, из которых следует, что можно достичь отношения содержаний первого и второго изотопов в гидриде в несколько раз больше, чем в начальной смеси.

Таким образом, соответствующим выбором температуры паров в кювете, давления водорода и других параметров можно использовать процесс образования гидрида для разделения изотопов.

В заключение отметим, что рассмотрение в рамках уравнений баланса допускает более детальный анализ, учитывающий доплеровское уширение атомной линии, форму лазерного импульса (т.е. зависимость от времени величин W) и другие факторы.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта МНТЦ А-635.

ЛИТЕРАТУРА

1. M.Motzkus, G.Pichler, K.L.Kompa, and P.Hering. J. Chem. Phys., **108**, 9291 (1998).
2. A.F.Molish et al. Opt. Comm., **120**, 149 (1995).
3. M.D.Rotondaro and G.P.Perram. Phys. Rev. A, **57**, 4045 (1998).
4. M.D.Rotondaro and G.P.Perram. JQSRT, **57**, 497 (1997).
5. Yong-qing Li and Min Xiao. Phys. Rev. A, **51**, R2703 (1995).
6. V.O.Chaltykyan, G.G.Grigoryan, Yu.P.Malakyanyan, 3rd GR-I Intern. Conf. on New Laser Technologies and Applications, 5-8 Sept., 2002, Patras, Greece, Abstracts, p.53.

ԱՏՈՍԱՅԻՆ ԳՈՒՈՐՇԻՆԵՐՈՒՄ ԼԱՉԵՐԱՅԻՆ ԳՐԳՈՍԱՆ
ՍԵԼԵԿՏԻՎՈՒԹՅԱՆ ՎԵՐԼՈՒԾՈՒԹՅՈՒՆԸ ՀԱՇՎԵԿՇՈՒ
ՀԱՎԱՍԱՐՈՒՄՆԵՐԻ ՕԳՆՈՒԹՅԱՄԲ

Վ.Օ. ՉԱԼԹԻԿՅԱՆ, Գ.Գ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ, ՅՈՒ.Պ. ՄԱԼԱԶՅԱՆ, Կ.Խ. ՍԻՄՈՆՅԱՆ

Հաշվեկշռի հավասարումների հիման վրա կատարված է գոլորշիներում երկու տեսակի երկ-
մակարդականի ատոմների լազերային գրգռման սելեկտիվության վերլուծությունը: Դիտարկված է
օպտիկական մղման, տարբեր տեսակի ատոմների գրգռման էներգիայի տեղափոխմամբ բախում-
ների, ճառագայթման գրավման և այլ պրոցեսների ազդեցությունը՝ բուֆերային գազի հետ
քիմիական ռեակցիայի մեջ մտնող տարբեր տեսակների գրգռված ատոմների կոնցենտրացիայի
վրա: Ցույց է տրված քիմիական ռեակցիաների հետևանքով առաջացող մոլեկուլներում որևէ
տեսակի ատոմների պարունակության զգալի մեծացման հնարավորությունը: Կատարված են
գնահատումներ ռուբիդիումի երկու իզոտոպների համար:

RATE EQUATION ANALYSIS OF LASER EXCITATION SELECTIVITY
IN ATOMIC VAPORS

V.O. CHALTYKYAN, G.G. GRIGORYAN, YU.P. MALAKYAN, K.KH. SIMONYAN

Analysis of selectivity of laser excitation of two kinds of two-level atoms in a vapor is
performed with use of rate equations. The influence of the optical pumping, of energy exchange
collisions between different kind atoms, of radiation trapping, etc., on the number density of
excited atoms entering then a chemical reaction with the buffer gas molecules is considered. The
possibility to raise significantly the abundance of certain kind atoms in the formed molecules is
shown. Evaluations are made for two isotopes of rubidium.

УДК 535.14

ПЕРЕХОД ОТ РЕГУЛЯРНОЙ К ХАОТИЧЕСКОЙ ДИНАМИКЕ В ПАРАМЕТРИЧЕСКОМ ОСЦИЛЛЯТОРЕ

Н.Т. ГЕВОРГЯН¹, Г.Ю. КРЮЧКЯН^{1,2}

¹Институт физических исследований НАН Армении

²Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 25 марта 2003 г.)

Предложена схема оптического параметрического осциллятора, показывающая переход от регулярной к хаотической динамике. Исследованы режимы генерации системы на основе интенсивностей мод и сечения Пуанкаре в фазовом пространстве. Продемонстрировано возникновение странного аттрактора в хаотическом режиме.

1. Введение

В последние годы в ряде экспериментальных и теоретических работ продемонстрирована возможность исследования квантового хаоса в области квантовой оптики [1-4]. Большая часть результатов в этом направлении получена для модели возмущенного ротатора. В частности, эта модель реализована на эксперименте для ультрахолодных атомов в магнитно-оптической ловушке под действием периодической последовательности импульсов стоячих электромагнитных волн [1,2]. Недавно новые проблемы хаотической динамики были исследованы в экспериментальной схеме с охлажденными атомами в магнитно-оптической ловушке, имеющей форму потенциала с двумя минимумами [3]. Эффект квантового туннелирования в хаотическом режиме исследован в эксперименте с атомами цезия (Cs) в стоячей волне с амплитудной модуляцией [4]. В работах [5,6] предложен другой тип квантовых систем с хаотической динамикой на основе модели ангармонического осциллятора под действием двух периодических сил с различными частотами. Важным итогом этих исследований является вывод, что суб-пуассоновская статистика чисел заполнения осциллятора реализуется в случае диссипативной хаотической динамики.

В настоящей работе предлагается новая модель в области квантовой оптики, в которой имеет место переход от регулярной динамики к хаотической. Рассматриваемая модель является обобщением модели оптического параметрического осциллятора (ОПО) и основана на трехволновом параметрическом взаимодействии в нелинейной $\chi^{(2)}$ среде, помещенной в двухмод-

вый резонатор под действием двух лазерных полей с различными частотами. Основная мотивация для такого исследования следующая. Как известно, обычный невырожденный параметрический осциллятор, который возбуждается когерентным лазерным полем, является одной из основных схем для генерации неклассических состояний света, в частности, перепутанных состояний с непрерывными переменными [7,8]. В случае действия двух возбуждающих лазерных полей, как показано ниже, параметрический осциллятор имеет наряду с регулярной также режим хаотической динамики. Поэтому следует ожидать, что рассматриваемая модель позволит исследовать проблемы неклассических состояний света при переходе от регулярной к хаотической динамике.

2. Параметрический осциллятор под действием двух монохроматических полей

Гамильтониан, описывающий параметрическое взаимодействие двух мод одинаковых поляризаций с частотами ω_c и $\omega_a = \omega_c/2$ с фазовым синхронизмом I-го рода в резонаторе, имеет следующий вид:

$$H = i\hbar c (\Omega_1^* e^{i\omega_1 t} + \Omega_2^* e^{i\omega_2 t}) + i\hbar \chi c (a^+)^2 + \text{H.c.} \quad (1)$$

Здесь c и a есть операторы мод с частотами ω_c и ω_a , соответственно, χ — постоянная связи для процесса $\omega_c \rightarrow \omega_a + \omega_a$ расщепления моды на две моды одинаковых частот и поляризаций, Ω_1 и Ω_2 — частоты Раби, описывающие взаимодействие двух лазерных полей с частотами ω_1 и ω_2 с модой ω_c .

Система является диссипативной, так как субгармоники ω_a , ω_c затухают в резонаторе с коэффициентами затухания γ_a , γ_c . Поэтому эволюцию системы можно описать следующим уравнением для матрицы плотности двух мод:

$$\frac{d\rho}{dt} = -\frac{i}{\hbar} [H_0 + H_{\text{int}}, \rho] + \sum_{i=1,2} \left(L_i \rho L_i^\dagger - \frac{1}{2} \rho L_i^\dagger L_i - \frac{1}{2} L_i^\dagger L_i \rho \right). \quad (2)$$

Уравнение (2) записано в представлении взаимодействия и в резонансном приближении, где

$$H_0 = \hbar (\Delta_a a^\dagger a + \Delta_c c^\dagger c), \quad (3)$$

$$H_{\text{int}} = i\hbar (\Omega_1^* + \Omega_2^* e^{i\delta t}) c + i\hbar \chi c (a^+)^2 + \text{H.c.}, \quad (4)$$

$\Delta_a \neq \Delta_c$ — расстройки частот резонатора и $\delta = \omega_2 - \omega_1$ — модуляционная частота. Диссипация системы описывается так называемыми операторами Линдблада $L_1 = \sqrt{2\gamma_a} a$, $L_2 = \sqrt{2\gamma_c} c$. Следует отметить, что уравнение (2) является стандартным для описания диссипативной квантовой динамики в случае слабой связи системы с резервуаром (см., например, [9,10]).

При $\Omega_2 = 0$ уравнение (2) описывает обычный параметрический осциллятор под действием монохроматического возмущения, который имеет

стационарное поведение при временах, превышающих длительность переходного режима, $t \gg \gamma_a^{-1}, \gamma_c^{-1}$. В случае наличия двух монохроматических полей возбуждения гамильтониан (4) зависит от времени, следовательно, можно ожидать, что система имеет области регулярной и хаотической динамики в зависимости от параметров $\Delta_a, \Delta_c, \chi, \Omega_1, \Omega_2$ и δ .

В настоящей статье мы ограничимся исследованием только лишь режимов генерации ОПО и продемонстрируем появление странного аттрактора, характеризующего диссипативный хаос. С этой целью мы используем уравнения для амплитуд субгармоник $\alpha = \text{Tr}_a(\rho_a a), \beta = \text{Tr}_c(\rho_c c)$, где матрицы плотности каждой из мод равны $\rho_a = \text{Tr}_c(\rho), \rho_c = \text{Tr}_a(\rho)$ в полуклассическом приближении. Учитывая, что в этом приближении средние от произведений операторов расщепляются и, в частности, имеем $\text{Tr}(\rho a^+ c) = \alpha^* \beta$, приходим к уравнениям в следующей форме:

$$\begin{aligned} \frac{d\alpha}{dt} &= -(\gamma_a + i\Delta_a)\alpha + 2\chi\beta\alpha^*, \\ \frac{d\beta}{dt} &= -(\gamma_c + i\Delta_c)\beta - \chi^* \alpha^2 - (\Omega_1 + \Omega_2 e^{-i\delta}). \end{aligned} \quad (5)$$

Уравнения (5) не допускают аналитического решения и будут проанализированы численно. Легко заметить, что эти уравнения остаются инвариантными при масштабных преобразованиях $\alpha \rightarrow \alpha' = \lambda\alpha, \beta \rightarrow \beta' = \lambda\beta$, где λ — положительный, безразмерный множитель, если параметры χ, Ω_i ($i=1,2$) преобразуются как $\chi \rightarrow \chi' = \chi/\lambda, \Omega_i \rightarrow \Omega'_i = \lambda\Omega_i$. Это свойство масштабной инвариантности ОПО полезно при нахождении областей регулярной и хаотической динамики.

3. Переход к хаотической динамике

Рассмотрим переход от регулярной к хаотической динамике при изменении частоты Раби Ω_2 . При $\Omega_2 = 0$, т.е. для случая монохроматического возбуждения ОПО, система достигает стационарного режима для временных интервалов, превосходящих характерное время переходных процессов, при $t \gg \max(\gamma_c^{-1}, \gamma_a^{-1})$. Как следует из анализа условий стабильности стационарных решений уравнений (5), при $\Omega_1 > \Omega_t$ имеет место надпороговый режим генерации, где $\Omega_t = |\gamma_c \Delta_a + \gamma_a \Delta_c| / 2\chi$ — пороговое значение частоты Раби, которая пропорциональна амплитуде поля возбуждения. Система также имеет моностабильное или бистабильное поведение, причем, последнее осуществляется при условии $\Delta_c \Delta_a - \gamma_c \gamma_a > 0$, в области параметров $\Omega_t \leq \Omega_1 \leq \sqrt{\Omega_t^2 + (\Delta_c \Delta_a - \gamma_c \gamma_a)^2 / 4\chi^2}$.

Очевидно, что ОПО в бихроматическом поле также имеет пороговое поведение, как и в случае монохроматического возбуждения при $\Omega_2 = 0$. На рис.1 приведены интенсивности двух мод $|\alpha|^2, |\beta|^2$ в единицах чисел фотонов в области регулярной динамики для следующих значений параметров:

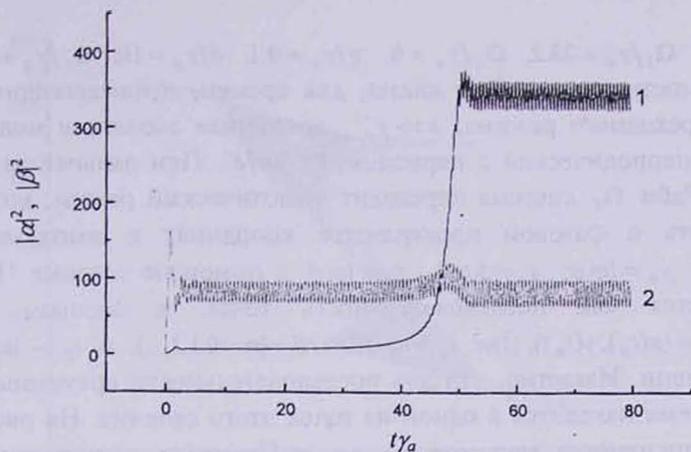


Рис.1. Временная эволюция интенсивностей фундаментальной моды (2) и субгармоники (1) в области регулярной динамики.

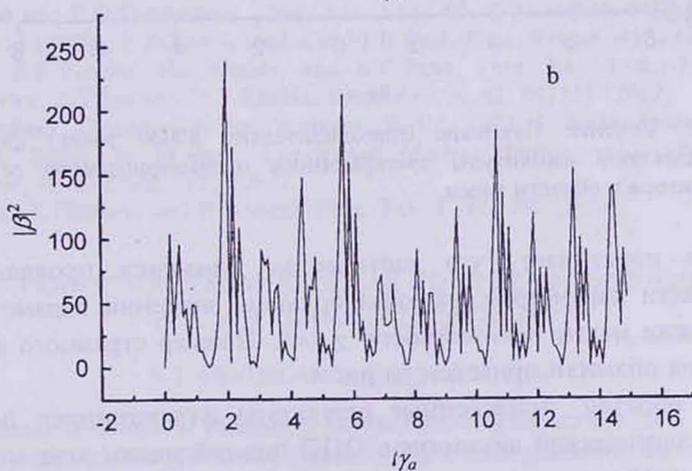
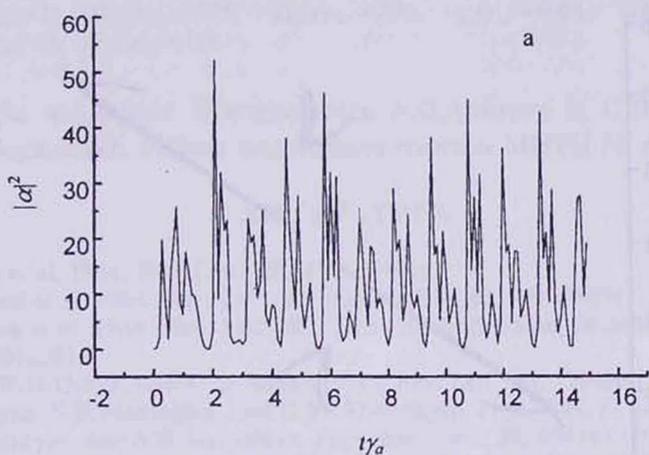


Рис.2. Временная эволюция интенсивностей фундаментальной моды (b) и субгармоники (a) в области хаотической динамики.

$\gamma_c/\gamma_a=1$, $\Omega_1/\gamma_a=28.2$, $\Omega_2/\gamma_a=6$, $\chi/\gamma_a=0.1$, $\delta/\gamma_a=10$, $\Delta_c/\gamma_a=3$, $\Delta_a/\gamma_a=1.5$ в зависимости от $t\gamma_a$. Как видно, для времен, превышающих характерное время переходного режима, $t \gg \gamma_a^{-1}$, временная эволюция мод субгармоник является периодической с периодом $T=2\pi/\delta$. При дальнейшем увеличении частоты Раби Ω_2 система переходит в хаотический режим, который удобно исследовать в фазовом пространстве координат и импульсов двух мод $x_a = \text{Re } \alpha$, $y_a = \text{Im } \alpha$; $x_c = \text{Re } \beta$, $y_c = \text{Im } \beta$ с помощью сечения Пуанкаре. Оно определяется как последовательность точек в фазовом пространстве $(x^{(n)}, y^{(n)}) = (x(t_n), y(t_n))$, где $t_n = t_0 + 2\pi n/\delta$ ($n=0,1,2,\dots$), и t_0 – начальный момент времени. Известно, что для последовательности временных интервалов $t=t_n$ система находится в одной из точек этого сечения. На рис.2 и 3 приведены интенсивности двух мод и сечение Пуанкаре, соответствующие хаотической динамике для следующих значений параметров: $\gamma_c/\gamma_a=1$, $\Omega_1/\gamma_a=37$, $\Omega_2/\gamma_a=37$, $\chi/\gamma_a=0.7$, $\delta/\gamma_a=10$, $\Delta_c/\gamma_a=10$, $\Delta_a/\gamma_a=5$.

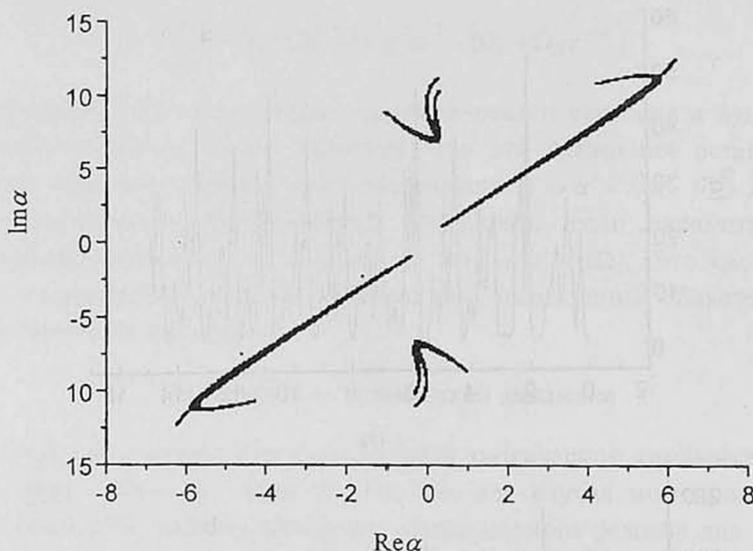


Рис.3. Сечение Пуанкаре (приблизительно 40000 точек) для комплексной амплитуды субгармоники параметрического осциллятора в области хаоса.

Анализ показывает, что хаотическая динамика проявляется для широкой области параметров, включая большие значения параметров Раби $\Omega_i \gg \gamma_a$, а также малые нелинейности $\chi \ll 1$. Пример странного аттрактора в одной из этих областей приведен на рис.4.

Таким образом, приведенные результаты иллюстрируют переход от регулярной к хаотической динамике в ОПО под действием двух монохроматических полей. Исследование квантовых явлений в обоих режимах рассматриваемой системы будет приведено в следующей работе.

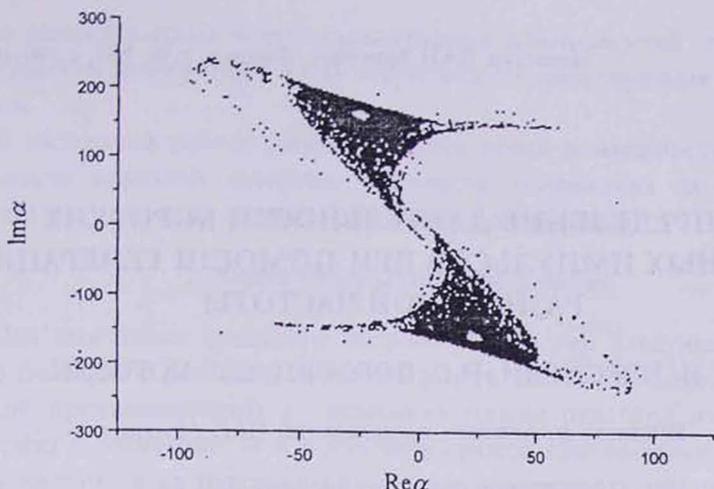


Рис.4. Иллюстрация странного аттрактора для субгармоники (приблизительно 8000 точек) для следующих значений параметров: $\gamma_c/\gamma_a=1$, $\Omega_1/\gamma_a=275$, $\Omega_2/\gamma_a=275$, $\chi/\gamma_a=0.04$, $\delta/\gamma_a=10$, $\Delta_c/\gamma_a=3$, $\Delta_a/\gamma_a=1.5$.

Авторы выражают благодарность А.О.Адамяну и С.Б.Манвеляну за полезные обсуждения. Работа поддержана грантом МНТЦ № А-823.

ЛИТЕРАТУРА

1. H.Ammann et al. Phys. Rev. Lett., **80**, 4111 (1998).
2. B.G.Klappauf et al. Phys. Rev. Lett., **81**, 1203 (1998); **82**, 241 (1999).
3. D.J.Haycock et al. Phys. Rev. Lett., **85**, 3365 (2000); S.Ghose, M.Alsing, and I.Deutsch, quant-ph/010285.
4. D.A.Stek, W.H.Oskay, and M.G.Raizen. Phys. Rev. Lett., **88**, 120406 (2002).
5. H.H.Adamyany, S.B.Manvelyan, and G.Yu.Kryuchkyan. Phys. Rev. E, **64**, 046219 (2001).
6. G.Yu.Kryuchkyan, and S.B.Manvelyan. Phys. Rev. Lett., **88**, 094101 (2002).
7. M.D.Reid and P.D.Drummond. Phys. Rev. Lett., **60**, 2731 (1988); M.D.Reid, Phys. Rev. A, **40**, 913 (1989); P.D.Drummond and M.D.Reid. Phys. Rev. A, **41**, 3930 (1990).
8. Z.Y.Ou, S.F.Pereira, H.J.Kimble, and K.C.Peng. Phys. Rev. Lett., **68**, 3663 (1992); S.F.Pereira, Z.Y.Ou and H.J.Kimble. Phys. Rev. A, **62**, 042311 (2002).
9. C.W.Gardiner. Quantum Noise. Springer, Berlin, 1992; U.Weiss. Quantum Dissipative Systems. Series in Modern Condensed Matter Physics, vol.2 (World Scientific, Singapore, River Edge, NY, 1993).
10. S.Kohler, T.Dittrich, and P.Hanggi. Phys. Rev. E, **55**, 300 (1997).

TRANSITION FROM REGULAR TO CHAOTIC DYNAMICS FOR A PARAMETRIC OSCILLATOR

N.T. GEVORGYAN, G.YU. KRYUCHKYAN

The scheme of an optical parametric oscillator showing transition from a regular to chaotic dynamics is proposed. The operational regimes of light-mode generation are investigated on the base of both the mode intensities and Poincare section. Strange attractors for chaotic dynamics are studied.

УДК 535.13

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЛИТЕЛЬНОСТИ КОРОТКИХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ ПРИ ПОМОЩИ ГЕНЕРАЦИИ РАЗНОСТНОЙ ЧАСТОТЫ

М.Н. НЕРСИСЯН, П.С. ПОГОСЯН, С.С. ПОГОСЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 9 апреля 2003 г.)

Рассмотрены характерные особенности генерации разностной частоты в пластине из линейного диэлектрика, вблизи которой распространяется волна нелинейной поляризации. Показано, что эта задача является аналогом излучения электрона, движущегося по оси канала в плотной среде. Показано также, что, меняя расстояние между линейным диэлектриком и нелинейной средой, можно определить длительность коротких лазерных импульсов.

1. Введение

В настоящее время, наряду с электронно-оптической регистрацией коротких лазерных импульсов широко используются также различные методы, базирующиеся на измерениях корреляционных функций интенсивности разных порядков [1]. Наиболее широкое распространение получили методы, основанные на генерации второй гармоники [2-6]. В [7] предложен метод измерения пикосекундных лазерных импульсов с помощью корреляционной функции интенсивности при генерации разностной частоты. В отличие от генерации второй гармоники, данный метод в ряде случаев может оказаться более удобным по следующим причинам: а) среда может быть не прозрачной на частоте второй гармоники (в СВЧ-диапазоне большинство используемых кристаллов достаточно прозрачны); б) в СВЧ-диапазоне имеется хорошо отработанная, высокочувствительная, малоинерционная аппаратура; в) мощность излучения на разностной частоте не зависит от фазового согласования. В работе [8] для определения длительности фемтосекундных импульсов было использовано электрооптическое сканирование при помощи черенковского механизма излучения.

Как известно, излучение разностной частоты, обусловленное биением спектральных компонент падающего импульса, пропорционально его интенсивности. Если провести спектральный анализ разностного излучения, то можно было бы таким способом определить временные характеристики коротких лазерных импульсов. Однако, в целом ряде случаев, особенно, в ин-

тервалах пикосекундных и субпикосекундных длительностей, такие исследования провести невозможно из-за отсутствия соответствующих спектральных приборов.

В настоящей работе рассматривается новая возможность определения длительности коротких лазерных импульсов, основанная на черенковском механизме излучения от волны нелинейной поляризации.

2. Постановка задачи и ее решение

Для выяснения сущности вопроса рассмотрим следующую упрощенную, но близкую к реальной ситуации задачу. Пусть на подложке с диэлектрической проницаемостью ϵ_1 помещена тонкая пластина из нелинейного диэлектрика с толщиной $2d$ и с диэлектрической проницаемостью ϵ на разностной частоте, а на расстоянии l от него находится линейная среда с диэлектрической проницаемостью ϵ_2 (см. рис.1).

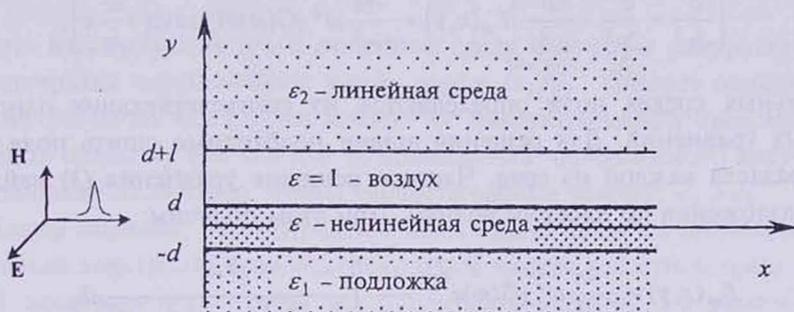


Рис.1. Черенковский механизм генерации разностной частоты от волны нелинейной поляризации в диэлектрике из линейного материала.

Падающее излучение представляет собой ультракороткий лазерный импульс оптического излучения, поляризация которого направлена перпендикулярно плоскости рисунка (по оси z). Считая, что такой импульс является квазимонохроматическим, в первом приближении теории дисперсии его электрическое поле можно представить в следующем виде [9]:

$$E = \frac{1}{2} A\left(t - \frac{x}{v}\right) \exp\left[-i\omega_0\left(t - \frac{x}{v_p}\right)\right] + \text{к.с.}, \quad (1)$$

где $A(t - x/v)$ – амплитуда, ω_0 – центральная частота, v и v_p – групповая и фазовая скорости импульса, соответственно.

Если считать также, что нелинейная среда является изотропной и обладает квадратичной нелинейностью, то для спектра низкочастотной части нелинейной поляризации получим следующее выражение:

$$P_{\omega}^{NL}(x, y) = \chi G(\omega) \delta(y) \exp\left(i \frac{\omega}{v} x\right), \quad (2)$$

где

$$G(\omega) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} A(\omega') A^*(\omega' - \omega) d\omega',$$

а χ – квадратичная нелинейная восприимчивость среды. В (2) поперечное распределение P^{NL} представлено в виде дельта-функции Дирака $\delta(y)$. Это соответствует случаю, когда удовлетворяется условие $2d \ll \lambda$, где λ – длина волны разностного излучения. Практически такую ситуацию можно реализовать, если в качестве нелинейной пластины применить планарный оптический волновод [10]. Подставляя P^{NL} из (2) в уравнения Максвелла, получим следующее уравнение для определения спектральных компонент электрического поля в нелинейной среде:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\varepsilon \omega^2}{c^2} \right) E_{\omega}(x, y) = -\frac{4\pi}{c^2} \omega^2 \chi G(\omega) \delta(y) \exp\left(i \frac{\omega}{v} x\right). \quad (3)$$

В остальных средах поля определяются из соответствующих однородных волновых уравнений. Для решения задачи необходимо шить поля на границах раздела каждой из сред. Частное решение уравнения (3) найдем методом разложения по плоским волнам. При этом получим:

$$E_{\omega}(x, y) = -\frac{4\pi}{c^2} \omega^2 \chi G(\omega) e^{i \frac{\omega}{v} x} \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{ik_y y}}{\varepsilon \omega^2 / c^2 - \omega^2 / v^2 - k_y^2} dk_y. \quad (4)$$

Если пренебречь дисперсией нелинейной среды в полосе, равной разностной частоте, то получим, что $v = v_p = c / \sqrt{\varepsilon_0}$, где ε_0 – диэлектрическая проницаемость нелинейной среды на центральной частоте падающего импульса.

Введем обозначение $p = \omega \sqrt{\varepsilon_0 - \varepsilon} / c$. В случае, когда $\varepsilon_0 > \varepsilon$, p является действительной величиной. Вначале рассмотрим именно этот случай и, проведя интегрирование в (4), для излучения вперед получим следующее выражение:

$$E_{\omega}(x, y) = \frac{4\pi}{c^2} \omega^2 \chi G(\omega) e^{i \frac{\omega}{v} x} \frac{e^{-p|y|}}{2p}, \quad \omega > 0. \quad (5)$$

Учитывая (5), общее решение уравнения (3) представим в следующем виде:

$$E_{\omega}(x, y) = \left[A e^{-py} + B e^{py} + \frac{4\pi}{c^2} \omega^2 \chi G(\omega) \frac{e^{-p|y|}}{2p} \right] \cdot e^{i \frac{\omega}{v} x}. \quad (6)$$

В остальных средах электрические поля ищем в виде

$$E_{\omega}(x, y) = \begin{cases} C e^{h_1 y} \cdot e^{i \frac{\omega}{v} x}, & y \leq -d, \\ [C_1 e^{h_1 y} + C_2 e^{-h_1 y}] \cdot e^{i \frac{\omega}{v} x}, & d \leq y \leq d+l, \\ D e^{i s y} \cdot e^{i \frac{\omega}{v} x}, & y \geq d+l, \end{cases} \quad (7)$$

где введены следующие обозначения:

$$h = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_0 - 1}, \quad h_1 = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_0 - \varepsilon_1}, \quad s = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_2 - \varepsilon_0}. \quad (8)$$

Произведя сшивку полей на границах раздела, при условии $\varepsilon_2 > \varepsilon_0 > \varepsilon_1$, получим выражение для электрического поля в линейной среде ($y > l$):

$$E_{\omega}(x, y) = \frac{4\pi}{c^2} \omega^2 \chi G(\omega) \frac{2h e^{-hl}}{(h_1 + h)(h - is) + (h_1 - h)(h + is) e^{-2hl}} e^{i \left(s(y-l) + \frac{\omega}{v} x \right)}. \quad (9)$$

Как видно из выражения (9), в линейной среде излучение распространяется под характерным черенковским углом $\cos \theta = \sqrt{\varepsilon_0 / \varepsilon_2}$. Следует отметить, что последний результат (см. (9)) не зависит от диэлектрической проницаемости нелинейной среды ε , так что для возникновения черенковского излучения в линейной среде достаточно, чтобы удовлетворялось условие $\varepsilon_2 > \varepsilon_0$.

Таким образом, рассмотренная нами задача является аналогом задачи об излучении электрона, движущегося по оси канала в плотной среде [11].

В экспериментах проще всего измерять энергию импульсов. Выражение для энергии излучения особенно упрощается в случае, когда $h_1 = h$. При этом для плотности энергии излучения w получим следующее выражение:

$$w = \frac{4\pi}{c^2} \chi^2 \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_2 - 1} \int_0^{+\infty} \omega^2 |G(\omega)|^2 e^{-\frac{\omega}{c} (\varepsilon_0 - 1)^{1/2} \cdot 2l} d\omega. \quad (10)$$

Для определенности предположим, что падающий лазерный импульс имеет гауссову форму, т.е.

$$A(t) = A_0 \exp\left(-\frac{t^2}{\tau^2}\right), \quad G(\omega) = A_0^2 \frac{\tau}{4\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{\omega^2 \tau^2}{8}\right), \quad (11)$$

где A_0 – амплитуда импульса, τ – его длительность. Подставляя значение $G(\omega)$ из (11) в (10) и произведя интегрирование, для плотности энергии получим

$$w = \frac{A_0^4 \chi^2}{4c^2 \tau} \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_2 - 1} \left\{ \sqrt{\pi} e^{\xi^2} (2\xi^2 + 1) (1 - \operatorname{erf}(\xi)) - 2\xi \right\}, \quad (12)$$

где $\xi = (\epsilon_0 - 1)^{1/2} 2l / (c\tau)$, а $\text{erf}(\xi)$ – интервал ошибок [12].

На рис.2 приведена зависимость плотности энергии излучения с разностной частотой от величины ξ . Из полученной зависимости можно определить длительность возбуждающего лазерного импульса. Измеряя энергию разностного излучения при расстоянии l между линейным диэлектриком и нелинейной средой и сравнивая с энергией при $l = 0$, из рис.2 определим ξ . А длительность лазерного импульса вычислим по формуле $\tau = (\epsilon_0 - 1)^{1/2} 2l / (c\xi)$.

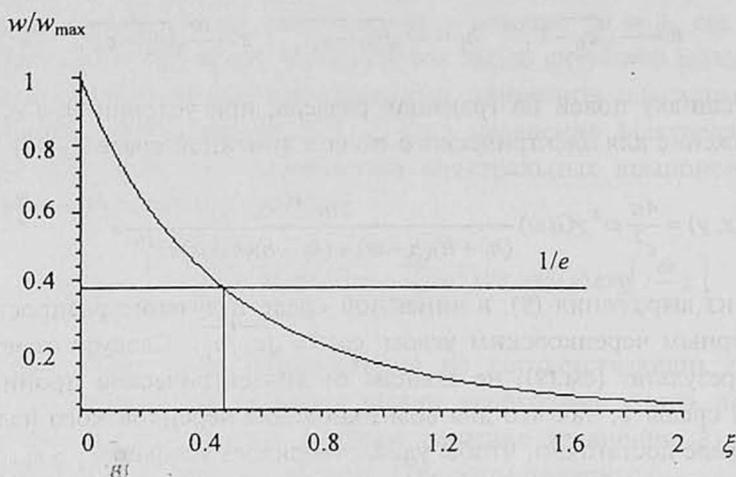


Рис.2. Зависимость плотности энергии излучения с разностной частотой от величины $\xi = (\epsilon_0 - 1)^{1/2} 2l / (c\tau)$.

Как видно из графика, относительная энергия разностного излучения убывает в e раз, если $\xi \approx 0.5$, и, например, для кристалла ниобата лития ($\epsilon_0 = 5.1$) получим $l \sim 0.1 c\tau$. Если длительность импульса 300 фс (что соответствует разностному излучению в субмиллиметровой области длин волн), то для l получим значение ~ 10 мкм. Как видно из численной оценки, нижний предел измеряемой длительности импульса определяется точностью измерения длины l .

Таким образом, меняя расстояние между линейным диэлектриком и нелинейной средой, можно определить длительность падающих лазерных импульсов.

3. Заключение

Простота изложенного метода дает основание полагать, что его можно использовать для измерения длительности лазерных импульсов в пико-секундном и субпикосекундном временном интервале. Данный метод особенно ценен в случае, когда нелинейная среда непрозрачна на частоте второй гармоники.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сверхкороткие световые импульсы. М., Мир, 1981.
2. M.Maier, W.Kaiser, J.A.Giodmaine. Phys. Rev. Lett., 17, 1275 (1966).
3. H.P.Weber. J. Appl. Phys., 38, 2231 (1967).
4. J.A.Armstrong. Appl. Phys. Lett., 10, 16 (1967).
5. R.N.Gyusalian, S.V.Sogomonian, Z.G.Hovvath. Opt. Commun., 29, 239 (1979).
6. А.С.Аракелян, А.В.Бабушкин, Н.С.Воробьев, Р.Н.Гюзальян, М.Н.Нерсисян, А.В.Смирнов. Квантовая электроника, 17, 1576 (1990).
7. Ю.О.Аветисян, Д.А.Багдасарян, А.С.Никогосян, П.С.Погосян. Изв. АН СССР, сер. физическая, 48, 577 (1984).
8. D.H.Auston, K.P.Cheung, J.A.Valdmanis, D.A.Kleinman. Phys. Rev. Lett., 53, 1555 (1984).
9. С.А.Ахманов, В.А.Выслоух, А.С.Чиркин. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М., Наука, 1988.
10. Ю.О.Аветисян, А.Ж.Бабаджаниян, К.Н.Кочарян, Х.В.Неркарарян. Изв. НАН Армении, Физика, 34, 75 (1999).
11. В.Л.Гинзбург, И.М.Франк. Доклады АН СССР, 56, 699 (1947).
12. Г.Корн, Т.Корн. Справочник по математике. М., Наука, 1977.

ԿԱՐՈՂ ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ԻՄՊՈՒՍՆԵՐԻ ՏԵՎՈՂՈՒԹՅԱՆ ՈՐՈՇՈՒՄԸ ՏԱՐԲԵՐԱՅԻՆ ՀԱՄԱԽՈՒԹՅԱՆ ԳԵՆԵՐԱՅԻՆ ՄԻՋՈՑՈՎ

Մ.Ն. ՆԵՐՍԻՍՅԱՆ, Պ.Ս. ՊՈԴՈՍՅԱՆ, Ս.Ս. ՊՈԴՈՍՅԱՆ

Զննարկված են տարրերային հաճախության գեներացիայի յուրահատկությունները գծային դիէլեկտրիկի քիթեղում, որի մոտակայքում տարածվում է ոչ գծային բևեռացման ալիքը: Ցույց է տրված, որ այս խնդիրը անալոգն է էլեկտրոնի ճառագայթման, որը շարժվում է հոծ միջավայրում կանալի առանցքով: Ցույց է տրված նաև, որ փոխելով գծային դիէլեկտրիկի և ոչ գծային միջավայրի միջև եղած հեռավորությունը՝ կարելի է որոշել կարճ լազերային իմպուլսների տևողությունը:

DETERMINATION OF DURATION OF SHORT LASER PULSES WITH USE OF THE DIFFERENCE FREQUENCY GENERATION

M.N. NERSISYAN, P.S. POGHOSYAN, S.S. POGHOSYAN

Specific features of the difference frequency generation in a linear dielectric plate, near which a nonlinear polarization wave travels are considered. The problem is shown to be an analog of that of emission of an electron moving along the channel axis in a dense medium. It is also shown that, by varying the distance between the linear dielectric and nonlinear medium, it is possible to determine the duration of short laser pulses.

УДК 535.343.1

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ УРОВНИ И СИЛЫ ЛИНИЙ МЕЖШТАРКОВСКИХ ПЕРЕХОДОВ В КРИСТАЛЛЕ КТА:Yb³⁺

Т.М. АЙВАЗЯН¹, В.Г. БАБАДЖАНЫАН², Г.Г. ДЕМИРХАНЫАН¹,
Э.П. КОКАНЯН², Р.Б. КОСТАНЫАН²

¹Армянский государственный педагогический университет

²Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 23 декабря 2002 г.)

На основе анализа низкотемпературных спектров поглощения и люминесценции кристаллов КТА:Yb³⁺ построена схема энергетических уровней примесного иона. Решена проблема собственных значений и собственных функций гамильтониана примесного иона в этом кристалле, определены параметры кристаллического поля. Рассчитаны силы линий межштарковских переходов. Оценены радиационное время жизни возбужденного состояния, коэффициенты ветвления люминесценции и интегральные коэффициенты поглощения.

1. Введение

Комбинированные активные среды, выгодно сочетающие хорошие генерационные характеристики активаторной примеси с нелинейно-оптическими, электро-оптическими и другими свойствами матрицы, представляют большой интерес для использования в компактных многофункциональных объемных и волноводных лазерных системах, ввиду возможности интегрирования в рамках одного кристалла как генератора, так и устройств управления выходными параметрами излучения. В настоящее время уже найден ряд нелинейно-оптических кристаллов (таких, как иттрий-алюминиевый борат, ниобат лития, иттрий-кальциевый борат), легированных редкоземельными ионами (R³⁺), на основе которых созданы эффективные лазерные установки и реализованы режимы непрерывной и импульсной генерации с самоудвоением основной частоты генерации и с самомодуляцией добротности резонатора [1-3]. Благодаря отличным нелинейно-оптическим (рекордно большая температурная и угловая ширины синхронизма, высокие нелинейно-оптические коэффициенты) и электро-оптическим свойствам, высокой теплопроводности, механической прочности, химической стабильности и негигроскопичности, матрица КТiOPO₄ (КТР) выгодно выделяется среди легированных нелинейно-оптических материалов [4].

Исследования кристаллов КТР (или родственных ему гомологов), ле-

гированных примесями трехвалентных редкоземельных ионов, показали, что в эти матрицы ионы R^{3+} входят с очень низким коэффициентом распределения и только в кристаллах $KTiOAsO_4$ (КТА) удалось ввести относительно большое количество Yb^{3+} [5,6].

В последние годы, благодаря значительному прогрессу в производстве высокоомощных $InAlAs$ диодных лазеров, кристаллы, легированные ионами Yb^{3+} представляют повышенный интерес в качестве активных сред эффективных и миниатюрных твердотельных лазеров ближнего инфракрасного диапазона длин волн [7,8]. В этой спектральной области ионы Yb^{3+} в качестве активаторной примеси в различных матрицах успешно вытесняют нашедших широкое применение ионов Nd^{3+} из-за целого ряда выгодных свойств: простая $4f^{13}$ электронная конфигурация, исключая наличие паразитных процессов ухода возбуждения (перепоглощение с возбужденного состояния, кросс-релаксационные переносы, концентрационное тушение и т.д.); малый "квантовый дефект" между энергиями кванта поглощения и испускания, и потому низкие тепловые нагрузки на активный элемент; более высокие коэффициенты вхождения этой примеси в матрицы с более малыми искажениями кристаллической решетки; широкая полоса люминесценции, удобная как для осуществления перестройки длины волны, так и синхронизации мод и т.п.

В настоящей работе на основе анализа низкотемпературных спектров поглощения и люминесценции кристаллов $KTA:Yb^{3+}$ построена схема энергетических уровней примесного иона, в рамках приближения теории кристаллического поля (КП) точечных зарядов решена задача Штарка и вычислены основные спектроскопические характеристики кристаллов $KTA:Yb^{3+}$.

2. Энергетическая схема уровней ионов Yb^{3+} в КТА

Как известно, в КП вырожденные электронные состояния свободного иона Yb^{3+} (восьмикратно вырожденный основной мультиплет $^2F_{7/2}$ и шестикратно вырожденный возбужденный мультиплет $^2F_{5/2}$), разделенные энергетической щелью ~ 10000 cm^{-1} , расщепляются на близко расположенные кramerсовские дублеты. В случае R^{3+} ионов ($4f^n$ конфигурация) реализуется, как известно, приближение слабого КП, ввиду экранировки $4f$ электронов электронами внешних оболочек [9]. Поэтому для определения энергий и волновых функций штарковских состояний примесного иона Yb^{3+} в кристалле КТА необходимо найти собственные значения и собственные функции гамильтониана

$$H = H_0 + V_{cr}. \quad (1)$$

Здесь H_0 – гамильтониан свободного иона, собственными функциями которого в приближении слабого кристаллического поля (без учета J - J смешивания) являются сферические функции $|LSJM_J\rangle$, а V_{cr} – потенциальная функ-

ция оптического электрона примесного иона в статическом КП, которую в приближении теории КП точечных зарядов можно записать через эквивалентные операторы O_k^q ($k=2, 4, 6; q=-k, \dots, k$), матричные элементы которых табулированы в [10]:

$$V_{cr}^{(J)} = \sum_{kq} A_{kq} \cdot \alpha_J^{(k)} \cdot O_k^q, \quad (2)$$

где $\alpha_J^{(k)}$ – постоянные Стивенса, A_{kq} – параметры КП, количество которых определяется локальной группой симметрии окружения примесного иона, а величины – из сравнения расчетных и экспериментальных значений расщеплений. Для кристалла КТА:Yb³⁺ группой симметрии локального окружения примесного иона является группа C_1 [6], что приводит в (2) к наличию всех 27 параметров КП. С другой стороны, скудность электронного спектра иона Yb³⁺ (три спектральные линии в поглощении и четыре в излучении) в общем случае затрудняет определение этих параметров. Однако, поскольку уже учет тетрагонального искажения октаэдрического окружения ионов Yb³⁺ (точная группа D_{2d}) приводит к полному расщеплению основного и возбужденного мультиплетов, то нами проведена диагонализация оператора КП на основе базисных функций неприводимых представлений Γ_{16} и Γ_{17} группы D_{2d} ($D_{5/2} = \Gamma_{16} + 2 \cdot \Gamma_{17}$, $D_{7/2} = 2 \cdot \Gamma_{16} + 2 \cdot \Gamma_{17}$), имеющих следующий вид [11]:

$$\begin{aligned} {}^2F_{5/2}: \quad \Psi_1 &= |5/2 \pm 1/2\rangle, \\ \Psi_2 &= \mp \sqrt{1/6} \cdot |5/2 \pm 3/2\rangle \mp \sqrt{5/6} \cdot |5/2 \mp 5/2\rangle, \\ \Psi_3 &= \mp \sqrt{5/6} |5/2 \pm 3/2\rangle \pm \sqrt{1/6} |5/2 \mp 5/2\rangle, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} {}^2F_{7/2}: \quad \Psi_1 &= 0.5 \cdot |7/2 \pm 5/2\rangle + \sqrt{3/4} \cdot |7/2 \mp 3/2\rangle, \\ \Psi_2 &= -\sqrt{3/4} \cdot |7/2 \pm 5/2\rangle + 0.5 \cdot |7/2 \mp 3/2\rangle, \\ \Psi_3 &= \pm \sqrt{5/12} \cdot |7/2 \pm 7/2\rangle \pm \sqrt{7/12} \cdot |7/2 \mp 1/2\rangle, \\ \Psi_4 &= \mp \sqrt{7/12} \cdot |7/2 \pm 7/2\rangle \pm \sqrt{5/12} \cdot |7/2 \mp 1/2\rangle. \end{aligned} \quad (4)$$

Оператор КП для точечной группы D_{2d} содержит всего пять параметров A_{kq} [9]:

$$V_{cr} = \alpha_J A_{20} O_2^0 + \beta_J A_{40} O_4^0 + \beta_J A_{44} O_4^4 + \gamma_J A_{60} O_6^0 + \gamma_J A_{64} O_6^4. \quad (5)$$

Численные значения коэффициентов Стивенса α_J , β_J и γ_J для уровней иона Yb³⁺ равны

$$\begin{aligned} \alpha_{5/2} &= \frac{3}{35}; \quad \beta_{5/2} = -\frac{2}{5 \cdot 7 \cdot 9}; \quad \gamma_{5/2} = 0; \\ \alpha_{7/2} &= \frac{2}{7 \cdot 9}; \quad \beta_{7/2} = -\frac{2}{3 \cdot 5 \cdot 7 \cdot 11}; \quad \gamma_{7/2} = \frac{4}{3 \cdot 7 \cdot 9 \cdot 11 \cdot 13}. \end{aligned} \quad (6)$$

Матричные элементы оператора V_{cr} , вычисленные на базе функций (3) и (4), имеют вид:

${}^2F_{5/2}$:

$$V_{11} = -8\alpha_{5/2}A_{20} + 120\beta_{5/2}A_{40},$$

$$V_{12} = V_{13} = V_{21} = V_{31} = 0,$$

$$V_{22} = 8\alpha_{5/2}A_{20} + 20\beta_{5/2}A_{40} + 20\beta_{5/2}A_{44},$$

$$V_{23} = V_{32} = \sqrt{5} \cdot (-2\alpha_{5/2}A_{20} - 40\beta_{5/2}A_{40} + 8\beta_{5/2}A_{44}),$$

$$V_{33} = -140\beta_{5/2}A_{40} - 20\beta_{5/2}A_{44}.$$

(7)

 ${}^2F_{7/2}$:

$$V_{11} = -6\alpha_{7/2}A_{20} - 330\beta_{7/2}A_{40} + 6930\gamma_{7/2}A_{60} + 90\beta_{7/2}A_{44} - 630\gamma_{7/2}A_{64},$$

$$V_{22} = -630\beta_{7/2}A_{40} - 1890\gamma_{7/2}A_{60} - 90\beta_{7/2}A_{44} + 630\gamma_{7/2}A_{64},$$

$$V_{33} = 490\beta_{7/2}A_{40} - 3150\gamma_{7/2}A_{60} + 70\beta_{7/2}A_{44} + 1050\gamma_{7/2}A_{64},$$

$$V_{44} = 6\alpha_{7/2}A_{20} + 470\beta_{7/2}A_{40} - 1890\gamma_{7/2}A_{60} - 70\beta_{7/2}A_{44} - 1050\gamma_{7/2}A_{64},$$

(8)

$$V_{12} = V_{21} = \sqrt{3}(-3\alpha_{7/2}A_{20} + 150\beta_{7/2}A_{40} + 4410\gamma_{7/2}A_{60} - 30\beta_{7/2}A_{44} + 210\gamma_{7/2}A_{64}),$$

$$V_{34} = V_{43} = \sqrt{35}(-3\alpha_{7/2}A_{20} + 10\beta_{7/2}A_{40} - 420\gamma_{7/2}A_{60} - 2\beta_{7/2}A_{44} - 30\gamma_{7/2}A_{64}),$$

$$V_{13} = V_{14} = V_{23} = V_{24} = V_{34} = V_{42} = V_{31} = V_{32} = 0.$$

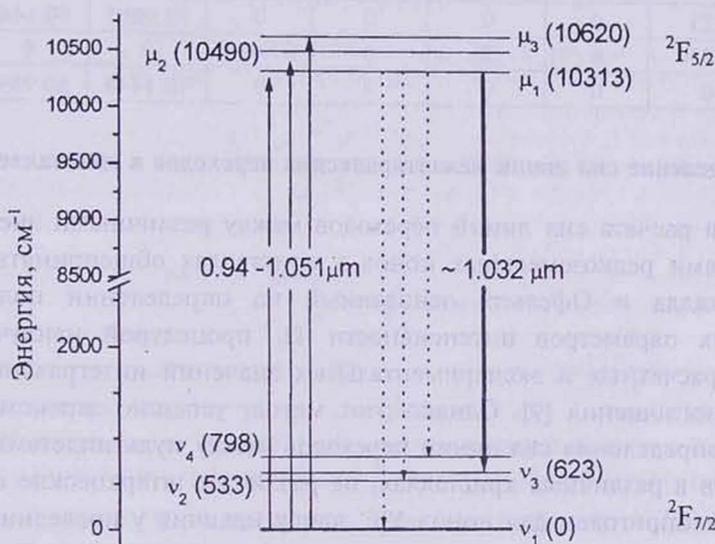


Рис. 1. Схема энергетических уровней иона Yb^{3+} в кристалле КТА. Сплошными линиями отмечены переходы, соответствующие поглощению, пунктирными – излучению. Жирная линия соответствует наиболее перспективному для получения генерации переходу иона Yb^{3+} в матрице КТА. В скобках рядом с обозначениями уровней указаны значения энергий в см^{-1} .

Экспериментальные значения энергий переходов определялись из низкотемпературных спектров поглощения и люминесценции кристаллов

КТА:Yb³⁺ [6] посредством компьютерного разложения (с использованием программных пакетов Origin-6 и Mathematics-4) сложных полос на соответствующее число лоренцевых составляющих (3 компоненты для спектра поглощения и 4 – для спектра люминесценции). Величины параметров КП определялись процедурой наилучшего соответствия вычисленных и экспериментально определенных значений энергий штарковских подуровней, а именно, из условия $\min |E_{cal} - E_{exp}|^2 \rightarrow 0$. С помощью компьютерных расчетов получены следующие значения параметров КП: $A_{20} = 113.89 \text{ см}^{-1}$, $A_{40} = -88.9 \text{ см}^{-1}$, $A_{44} = -647.3 \text{ см}^{-1}$, $A_{60} = -247.4 \text{ см}^{-1}$, $A_{64} = 253 \text{ см}^{-1}$.

На рис.1 приведена схема энергетических уровней, а в табл.1 – соответствующие волновые функции иона Yb³⁺ в кристалле КТА.

Таблица 1

N	Энергия, см ⁻¹	Волновые функции штарковских состояний						
		J = 5/2			J = 7/2			
		$ \pm 1/2\rangle$	$ \pm 3/2\rangle$	$ \mp 5/2\rangle$	$ \pm 7/2\rangle$	$ \pm 5/2\rangle$	$ \mp 3/2\rangle$	$ \mp 1/2\rangle$
μ_3	10620	0	∓ 0.3901	∓ 0.9208	0	0	0	0
μ_2	10490	1	0	0	0	0	0	0
μ_1	10313	0	∓ 0.9208	± 0.3901	0	0	0	0
ν_4	798	0	0	0	-0.5981	0	0	-0.8014
ν_3	623	0	0	0	0	∓ 0.9895	∓ 0.1448	0
ν_2	533	0	0	0	0.8014	0	0	-0.5981
ν_1	0	0	0	0	0	∓ 0.1448	± 0.9895	0

3. Определение сил линий межштарковских переходов в кристалле КТА:Yb³⁺

Для расчета сил линий переходов между различными энергетическими уровнями редкоземельных ионов в кристаллах общепринятым является метод Джалда и Офельта, основанный на определении полуфеноменологических параметров интенсивности Ω_i процедурой наилучшего соответствия расчетных и экспериментальных значений интегральных коэффициентов поглощения [9]. Однако этот метод, успешно зарекомендовавший себя для определения сил линий переходов между мультиплетами почти всех R³⁺ ионов в различных кристаллах, не различает штарковские подуровни и потому малопригоден для ионов Yb³⁺ ввиду наличия у последних всего двух мультиплетов. Ранее нами в рамках тех же теоретических приближений был предложен метод, разработанный специально для расчета сил линий переходов между штарковскими подуровнями ионов со скудным электронным спектром, а именно, для Yb³⁺ и Ce³⁺ [12]. Получены следующие формулы для определения силы линии перехода $S_{\nu\mu}$ между штарковскими состояниями ν и μ :

$$S_{\nu\mu} = A_{\nu\mu}(J_1 J_2) \cdot S_0, \quad (9)$$

где введено обозначение

$$A_{\nu\mu}(J_1 J_2) = \frac{3}{4\pi} \cdot \frac{1}{2J_1 + 1} \cdot \sum_i \left| \sum_{mM_1 M_2} b_{J_1 M_1}^{*(\nu)} \cdot b_{J_2 M_2}^{(\mu)} \cdot a_{im} \cdot C_{J_1 M_1 m}^{J_2 M_2} \right|^2. \quad (10)$$

Здесь J, M – полные угловые моменты состояний и их проекции, соответственно; a_{im} ($m = -1, 0, 1$) и $b_{JM}^{(i)}$ – численные коэффициенты ($i = x, y, z$), удовлетворяющие стандартным условиям нормировки; $C_{J_2 M_2 m}^{J_1 M_1}$ – коэффициенты Клебша–Гордана [13], а S_0 – единственный параметр теории, который можно определить, например, из спектра поглощения исследуемого материала. На основе рассчитанных волновых функций (выражения 2 и 3) с использованием формул (8) и (9) были вычислены как силы линии переходов $\nu_1 \rightarrow \mu_1, \mu_2, \mu_3$, соответствующих поглощению с нижнего штарковского подуровня основного мультиплета на подуровни возбужденного мультиплета, так и переходов $\mu_1 \rightarrow \nu_1, \nu_2, \nu_3, \nu_4$, соответствующих излучению с нижнего подуровня возбужденного мультиплета. Отметим, что в первом случае в выражениях (9) и (10) необходимо подставить значения $J_1 = 7/2$ и $J_2 = 5/2$, а во втором случае – $J_1 = 5/2$ и $J_2 = 7/2$. В табл. 2 приведены значения вероятностей спонтанных ЭД переходов с уровня $\mu_1 (W_{\mu\nu})$, коэффициенты ветвления люминесценции с нижнего штарковского состояния возбужденного мультиплета ($\beta_{\mu\nu}$) и интегральных коэффициентов поглощения с нижнего штарковского состояния основного мультиплета ($\sigma_{\nu\mu}$), рассчитанные по формулам

$$W_{\mu\nu} = \frac{64 \cdot \pi^4 \cdot e^2}{3h\lambda^3} \cdot \frac{n(n^2 + 2)^2}{9} \cdot \frac{1}{g_\mu} \cdot A_{\mu\nu}(J_1 \rightarrow J_2) \cdot S_0, \quad (11)$$

$$\beta_{\mu\nu} = \frac{W(\mu_1 \rightarrow \nu_1)}{\sum_{i=1}^4 W(\mu_1 \rightarrow \nu_i)}, \quad (12)$$

$$\sigma_{\nu\mu} = N \cdot \frac{8\pi^3 e^2 \lambda}{3 \cdot c \cdot h} \cdot \frac{(n^2 + 2)^2}{9n} \cdot \frac{1}{g_\mu} \cdot A_{\nu\mu}(J_2 \rightarrow J_1) \cdot S_0. \quad (13)$$

Здесь n – показатель преломления матрицы на длине волны перехода λ , g_ν – степень вырождения состояния ν , N – концентрация примесных ионов в кристалле. Подставляя в (11)–(13) значения параметров $n = 1.8$, $g_\nu = 2$ и $N \cong 1.5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ (1% Yb^{3+} в кристалле) [4,6], для суммарной вероятности электро-дипольных переходов с уровня μ_1 получим величину $1223 \cdot 10^{20} S_0$. Величина S_0 , определенная из наиболее ярко выраженной линии в спектре поглощения кристалла КТА: Yb^{3+} на переходе $\nu_1 \rightarrow \mu_1$ вблизи $\lambda \approx 969.6 \text{ нм}$, оказалась равной $S_0 \approx 1.86 \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$. С учетом этого значения, для радиационного времени жизни уровня μ_1 получается величина 545 мксек. К сожалению, в литературе отсутствуют данные по измерению времени жизни этого уровня Yb^{3+} в матрице КТА, однако полученная величина близка по порядку с такими для ионов Yb^{3+} в матрицах с аналогичной точечной группой симметрии примесного иона [14].

Таблица 2

Переход	Длина волны λ , нм	$S_{\mu\nu}$, S_0 см ²	$W_{\mu\nu}$, $10^{20} \cdot S_0$ сек ⁻¹	$\beta_{\mu\nu}$, %	$\sigma_{\mu\nu}$, $10^{-7} \cdot S_0 \cdot N$
$\mu_1 \rightarrow \nu_1$	969.65	0,11822	242,685	39,6	—
$\mu_1 \rightarrow \nu_2$	1022.49	0,06781	118,708	19,4	—
$\mu_1 \rightarrow \nu_3$	1031.99	0,14678	249,937	40,8	—
$\mu_1 \rightarrow \nu_4$	1050.97	0,00052	0,83670	0,2	—
$\nu_1 \rightarrow \mu_1$	969.65	0,11822	—	—	9.31
$\nu_1 \rightarrow \mu_2$	953.29	0,11655	—	—	9.02
$\nu_1 \rightarrow \mu_3$	941.62	0,01522	—	—	1.16

Конечно, для составления полной картины необходимо провести дальнейшие исследования различных свойств этих кристаллов. Однако, уже на базе полученных данных можно констатировать, что кристаллы КТА:Yb³⁺ являются перспективным лазерным материалом для получения излучения вблизи 1032 нм с возможностью преобразования частоты генерации и модуляции в том же кристалле.

Работа выполнена при финансировании грантами №1496, №1307 и №1358 Министерства Образования и Науки РА.

ЛИТЕРАТУРА

1. A.Brenier. J. Lumin., 91, 121 (2000).
2. C.Zaldo, M.J.Martin, R.Sole et al. Opt. Materials, 10, 29 (1998).
3. A.Brenier, G.Boulon. J. Lumin., 86, 125. (2000).
4. J.D.Bierlein and H.Vanherzeele. J. Opt. Soc. Am., B 6, 622 (1989).
5. C.Zaldo, M.Rico, F.Diaz, J.J.Carvajal. Opt. Materials, 13, 175 (1999).
6. A.P.Yelisseyev, L.I.Isaenko, A.I.Belov, A.A.Merkulov. J. Crystal Growth, 198/199, 555 (1999).
7. W.F.Krupke. IEEE J. Selected Topics in Quant. Electronics, 6, 1287 (2000).
8. A.Brenier. J. Lumin., 92, 199 (2001).
9. Д.Т.Свиридов, Р.К.Свиридова, Ю.Ф.Смирнов. Оптические спектры переходных металлов в кристаллах. М., Наука, 1976.
10. А.Абрагам, Б.Блини. Электронный парамагнитный резонанс переходных ионов, т.1. М., Мир, 1972.
11. А.М.Леушин. Таблицы функций, преобразующихся по неприводимым представлениям кристаллографических точечных групп. М., Наука, 1968.
12. Г.Г.Демирханян, В.Г.Бабаджаниян. Изв. НАН Армении, Физика, 38, 240 (2003).
13. Д.А.Варшалович, А.Н.Москалев, В.К.Херсонский. Квантовая теория углового момента. Л., Наука, 1975.
14. К.А.Субботин, Е.В.Жариков, В.А.Смирнов. Опт. и спектр., 92, 657 (2002).

ENERGY LEVELS AND LINE STRENGTHS OF INTERSTARK TRANSITIONS IN KTA:Yb³⁺ CRYSTALS

T.M. AYVAZYAN, V.G. BABAJANYAN, G.G. DEMIRKHANYAN,
E.P. KOKANYAN, R.B. KOSTANYAN

On the base of analysis of low-temperature absorption and emission spectra of KTA:Yb³⁺ crystals the energy level scheme of impurity ions is constructed. The eigenvalue and eigenfunction problem of the impurity ions' Hamiltonian in this crystal is solved and crystal-field parameters are determined. Line strengths of transitions between the Stark sublevels are calculated.

УДК 538.975

ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОЕ НАПЫЛЕНИЕ ПЛЕНОК ГЕКСАБОРИДА ЛАНТАНА-ЦЕРИЯ. РЕНТГЕНОВСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ И МИКРОСТРУКТУРА

Г.Р. БАДАЛЯН, С.И. ПЕТРОСЯН, С.Р. АРУТЮНЯН,
В.О. ВАРДАНЯН, А.С. КУЗАНЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 20 февраля 2003 г.)

Методом электронно-лучевого напыления на различных подложках синтезированы тонкие пленки гексаборида лантана с примесью церия – термоэлектрического материала, перспективного для низкотемпературных применений. Исследованы изменения микроструктуры и рентгеновских характеристик при варьировании температуры напыления в области 560–950°C. Из рентгеновских дифрактограмм следует, что все пленки обладают преимущественной (100) ориентацией. В интервале температур напыления 780–800°C получены пленки с максимальной интенсивностью рентгеновских дифракционных пиков и максимальной степенью преимущественной ориентации. Величина параметра кристаллической решетки зависит от температуры напыления и материала подложки. При температурах напыления выше 800°C наблюдалась диффузия кремния из подложки в пленку, приводящая к изменению морфологии поверхности пленок.

1. Введение

Бориды являются большим классом химических соединений с широким спектром свойств; состав всех известных боридов меняется от M_5B до MB_{66} , где M – металл [1]. Металлические свойства присущи соединениям бора с лантаноидами и актиноидами. При образовании структурных элементов из ковалентно связанных атомов бора и наличии электронов проводимости атомов металла уменьшается решеточное рассеяние носителей тока. Это является причиной высоких значений электро- и теплопроводности боридов редкоземельных металлов. Структурные элементы из атомов бора упрочняют кристаллическую решетку боридов, что приводит к относительно низким значениям температурного коэффициента линейного расширения, высоким значениям модуля упругости, твердости и температуры плавления. Наряду с этими свойствами отметим химическую инертность боридов. Они не реагируют или слабо взаимодействуют со многими кислотами, щелочами, расплавами металлов и полупроводников.

Свойства боридов сильно зависят от степени их стехиометричности и

примесного состава. Уникальные термоэлектрические свойства при температурах $\sim 1\text{K}$ были обнаружены в объемных образцах LaB_6 при замещении нескольких процентов атомов La церием [2]. По нашим оценкам, пленки гексаборида лантана-церия могут найти применение в твердотельных холодильниках и термоэлектрических однофотонных детекторах УФ и рентгеновского диапазона [3,4]. Таким образом, для термоэлектрических применений при низких температурах актуальна задача получения тонких пленок $(\text{La,Ce})\text{B}_6$ с физическими свойствами, близкими к свойствам объемных образцов. В литературе нет данных по напылению пленок $(\text{La,Ce})\text{B}_6$, поэтому в наших исследованиях мы основывались на работах по получению пленок LaB_6 , синтезируемых, в основном, методами электронно-лучевого [5,6] и магнетронного [7,8] напыления.

2. Методика эксперимента

Пленки напылялись с керамической мишени состава $\text{La}_{0,99}\text{Ce}_{0,01}\text{B}_6$ (CERAC, Inc.) методом электронно-лучевого напыления (установка ВУ-1А) на подложки Si, Mo, Al_2O_3 , MgO, YSZ, пирекса и ситалла. Одновременно в держателе располагались 12 подложек размерами $12 \times 12 \text{ мм}^2$ или $10 \times 10 \text{ мм}^2$. Напыление проводилось при температурах $560\text{--}950^\circ\text{C}$ в вакууме $0,2\text{--}2 \text{ мПа}$. Скорость напыления изменялась в пределах $2\text{--}20 \text{ \AA/сек}$. Расстояние мишень-подложки составляло 19 см . Толщина пленок измерялась профилометром "Тенсо Профилер". Фазовый состав, параметр элементарной ячейки, величина кристаллитов и коэффициент текстуры пленок определялись с помощью рентгеновского дифрактометра "ДРОН-4" (CuK_α). Морфология поверхности исследовалась сканирующим электронным микроскопом "BS-301". Рентгеновский микроанализ пленок проводился на электронном микроскопе "VEGA TS5130MM" с анализатором "INCA Energy 400". Концентрация церия определялась с точностью $\pm 50\%$, La и B – в пределах $\pm 1\text{--}2\%$.

3. Результаты и обсуждение

Гексаборид лантана-церия, как и другие гексабориды редкоземельных элементов, имеет кристаллическую структуру типа CsCl. Атомы бора образуют октаэдрические пространственные структуры, каждая из которых располагается в вершине куба. Атомы редкоземельных металлов (Re) находятся в центре каждого куба, образуя соединения типа структур внедрения. Параметр кристаллической решетки гексаборидов (a) определяется, в основном, сильными ковалентными связями между атомами бора и мало зависит от атомного радиуса металла. Этим объясняется широкая область устойчивости гексаборидов от ReB_6 до ReB_8 без существенного изменения параметра кристаллической решетки, и до ReB_9 – без изменения структуры. При этом образуется дефектная структура, в которой отсутствует часть атомов металла. Уменьшение количества металла в интервале $\text{ReB}_8\text{--ReB}_9$ приводит к увеличе-

нию значений a . Последнее является следствием того, что два валентных электрона от каждого атома Re^{3+} участвуют в организации связей между атомами бора, и уменьшение их количества начинает приводить к ослаблению этих связей.

Рентгеновские дифрактограммы пленок $(La,Ce)B_6$ на подложках из ситалла при температуре напыления (T_H) $560^\circ C$ приведены на рис.1. Переход от аморфной структуры к кристаллической был замечен нами именно при этой температуре. Рассмотрение дифрактограмм позволяет сделать несколько выводов. Кристаллическая структура, присущая LaB_6 , была обнаружена в пленках, начиная с толщины 170 нм ($T_H = 560^\circ C$), причем интенсивность дифракционного пика (100) росла практически линейно с увеличением толщины. Следует заметить, что при $T_H = 600^\circ C$ структура LaB_6 обнаруживалась в пленках толщиной и 70 нм. Преимущественная ориентация (100) обнаруживается во всех полученных пленках, при этом степень ориентации существенно меняется с ростом T_H . Пленки, полученные при $T_H = 560^\circ C$, содержат также фазу LaB_4 . Однако, с увеличением толщины пленок интенсивность дифракционных пиков LaB_4 практически оставалась неизменной. Можно предположить наличие фазы LaB_4 только в тонком слое, прилегающем к подложке. Полученные при $T_H > 600^\circ C$ пленки были однофазными, дифракционные пики LaB_4 не наблюдались. Исключение составляют пленки на Si при $T_H > 770^\circ C$, рентгенограммы которых содержат дополнительный пик с $2\theta \approx 25,6^\circ$.

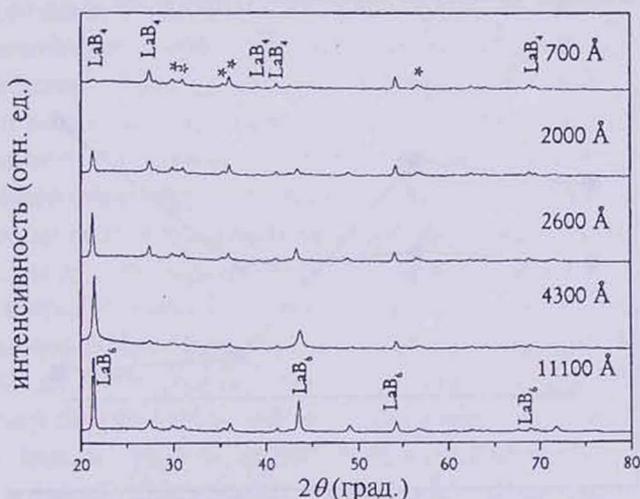


Рис.1. Рентгеновские дифрактограммы пленок $(La,Ce)B_6$ разной толщины, (*) отмечены пики подложки (ситалл), температура напыления $560^\circ C$.

На рис.2 приведены результаты измерений интенсивности дифракционного пика $I_{(100)}$ для пленок $(La,Ce)B_6$ одинаковой толщины на подложках Si и Mo в зависимости от T_H . Максимальное значение $I_{(100)}$ получено на пленках Si при $T_H = 780^\circ C$, при этом параметр кристаллической решетки $a = 0,416$ нм (рис.3). При $T_H > 780^\circ C$ на Si и при $T_H > 800^\circ C$ на Mo происходило

уменьшение $I_{(100)}$ и уширение дифракционных пиков у оснований. Такое поведение $I_{(100)}$ характерно также для пленок на MgO и Al_2O_3 , другие подложки при $T_H \geq 700^\circ C$ не использовались. Параметр кристаллической решетки пленок на подложках Si уменьшался с увеличением T_H и при $T_H \geq 900^\circ C$ приближался к значению a массивного образца (рис.3). На других подложках при $T_H \geq 800^\circ C$ отмечен рост величины a , что связано, по-видимому, с изменением соотношения $B/(La,Ce)$.

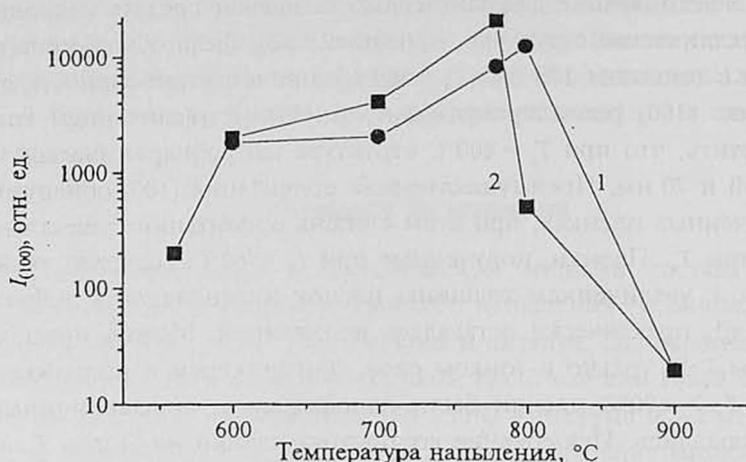


Рис.2. Зависимость интенсивности дифракционных пиков (100) от температуры напыления. Пленки на подложках: 1 — Mo, 2 — Si.

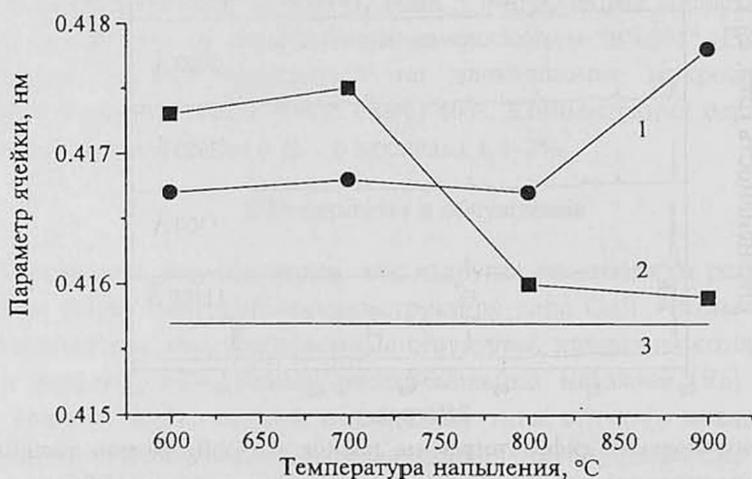


Рис.3. Зависимость параметра элементарной ячейки от температуры напыления. Пленки на подложках: 1 — Mo, 2 — Si. Параметр элементарной ячейки объемного образца — 3.

Пленки толщиной 70 нм ($T_H = 600^\circ C$) и 170 нм ($T_H = 560^\circ C$) имели одинаковые величины $I_{(100)}$ и близкие коэффициенты текстуры $KT_{(100)} \approx 1,3$,

которые вычислялись по интенсивностям пиков (100) и (210) из соотношения

$$KT_{(hkl)_i} = \frac{I_{(hkl)_i} / I_{(hkl)_i,0}}{1/n \sum_{j=1}^n I_{(hkl)_j} / I_{(hkl)_j,0}}, \quad (1)$$

где I и I_0 – интенсивности пиков (hkl) пленки и порошковой рентгенограммы соответственно, n – число учитываемых пиков [7]. При расчете по двум пикам величина $KT_{(hkl)}$ меняется от 1, в случае отсутствия преимущественного направления ориентации, до 2 – в случае полной ориентации. Величина $KT_{(100)}$ для пленок с максимальным значением $I_{(100)}$ (Si, $T_H = 780^\circ\text{C}$) достигала значения 1,999. Однако по результатам измерений не представилось возможным сделать однозначный вывод о зависимости $KT_{(100)}$ от температуры напыления, т.к. $KT_{(100)} \approx 1,998$ был получен для отдельных пленок уже при $T_H = 600^\circ\text{C}$. Очевидной корреляции между величинами $KT_{(100)}$ и $I_{(100)}$ также не наблюдается. Более наглядной представляется зависимость от T_H ширины на полувысоте ($\Delta\Omega$) кривых распределения кристаллитов вокруг направления преимущественной ориентации (100). Эти данные получены при фиксированном под углом $2\theta_{(100)}$ детекторе. При этом угол между поверхностью образца и направлением излучения изменялся на величину Ω . Для полученных при $T_H = 560^\circ\text{C}$ пленок величина $\Delta\Omega$ превышала $9,2^\circ$, для пленок с $T_H = 600^\circ\text{C}$ – уменьшалась до $2,7^\circ$, а для пленок с $T_H = 780-800^\circ\text{C}$ – достигала $1,6^\circ$. При дальнейшем увеличении T_H величина $\Delta\Omega$ возрастала до $6-10^\circ$ ($T_H = 950^\circ\text{C}$).

Кинетическая энергия конденсирующихся на подложке частиц является важнейшим параметром, характеризующим процесс напыления и существенно влияющим на микроструктуру тонких пленок. Вследствие сильной ковалентной связи бора в гексаборидах редкоземельных элементов возникает необходимость иметь достаточно высокую температуру подложки для обеспечения эффективных диффузионных процессов частиц на поверхности и в объеме пленки. В свою очередь T_H влияет на размер кристаллитов. Рост средних размеров кубических кристаллитов в пленках LaB_6 с повышением температуры подложки наблюдался в работе [5], а при увеличении температуры от 730°C до 790°C появлялась тенденция к преимущественному росту кристаллитов в направлении, перпендикулярном подложке, и некоторому отделению их друг от друга. О появлении столбчатой микроструктуры сообщалось также в работе [7], в которой пленки LaB_6 получались магнетронным напылением. На рис.4 приведена зависимость средних размеров кристаллитов пленок $(\text{La,Ce})\text{B}_6$ от температуры напыления. Средний размер кристаллитов вычислялся, используя формулу Шерера и полуширину дифракционного пика (100). При изменении T_H в пределах $600-900^\circ\text{C}$ величина кристаллитов изменялась от 50 до 100 нм. Полученные результаты типичны для пленок и на других подложках.

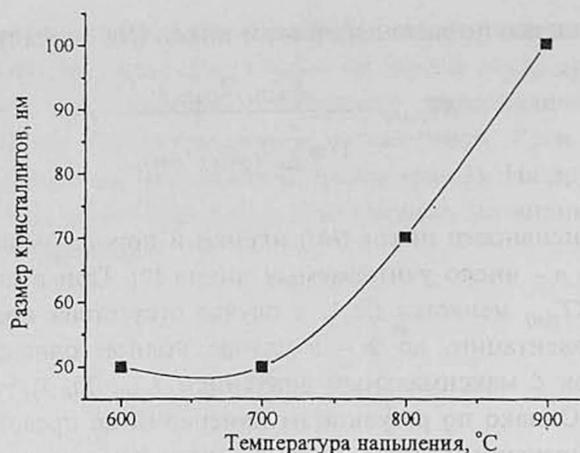


Рис. 4. Зависимость размеров кристаллитов пленок $(La,Ce)B_6$ на подложках Si(111) от температуры напыления.

Микрофотографии поверхности пленок $(La,Ce)B_6$ на Si указывают на переход от зеркальной ($T_H=780^\circ C$) к бугорковой ($T_H=860^\circ C$) структуре поверхности (рис. 5). Такое поведение характерно только для пленок на Si. Пленки на подложках MgO, Al_2O_3 и Mo оставались гладкими и при $T_H > 800^\circ C$. Исключение составляли пленки на SiO_2 , поверхность которых покрывалась трещинами уже при $T_H = 680^\circ C$ из-за существенного различия коэффициентов теплового расширения кварца и $(La,Ce)B_6$. Изменение морфологии поверхности пленок на Si обусловлено диффузией кремния в пленки и, по-видимому, образованием новой фазы, которая проявляется на рентгенограммах пиком с $2\theta \approx 25,6^\circ$.

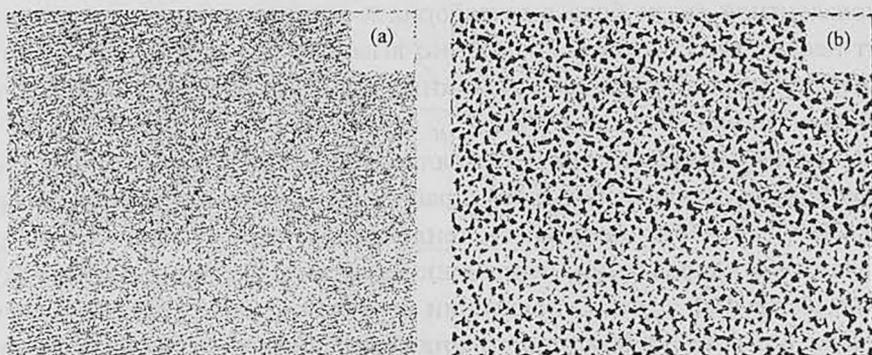


Рис. 5. Микрофотографии поверхности пленок $(La,Ce)B_6$ на кремниевых подложках. Температура напыления $780^\circ C$ (а) и $860^\circ C$ (б). Увеличение 1000 раз.

Результаты рентгеновского микроанализа трех образцов приведены в табл. 1. Таблица содержит данные о подложке, на которую напылялась пленка, температуре напыления, ускоряющем напряжении электронов (U), элементном составе пленки и химической формуле борида, которая соответ-

вует содержанию в пленке элементов La, Ce и B. Все пленки имели толщину ~ 700 нм. Измерения проводились при трех различных ускоряющих напряжениях, что соответствует различной глубине проникновения электронов в образец. Как показывают результаты анализа, при напряжении 10 кВ электронный пучок в подложку практически не проникает (нет Mg в пленке на подложке MgO, и очень мало содержание Al в образце на подложке Al₂O₃), и эти данные в наибольшей степени соответствуют реальному содержанию элементов в пленке. Однако из данных анализа образца на Si видно, что содержание кремния, измеряемое при различных U, практически не меняется. Очевидно, что это является результатом диффузии кремния из подложки в пленку.

Табл.1. Данные рентгеновского микроанализа пленок (La,Ce)B₆.

Подложка	T _H , °C	U, kV	Содержание элементов, ат. %					Химическая формула борида
			La	Ce	B	O	Mg, Si, Al	
MgO	780	10	11,93	0,2	87,6	0,27	-	La _{0,984} Ce _{0,016} B _{7,2}
		15	11,02	0,25	86,94	1,13	Mg - 0,66	La _{0,977} Ce _{0,023} B _{7,7}
		20	7,44	0,19	88,05	2,34	Mg - 1,98	La _{0,975} Ce _{0,025} B _{11,5}
Si	950	10	13,52	0,4	70,81	7,05	Si - 8,22	La _{0,97} Ce _{0,03} B _{5,1}
		15	10,78	0,16	77,75	4,45	Si - 6,85	La _{0,97} Ce _{0,03} B _{7,11}
		20	5,55	0,06	84,22	2,66	Si - 7,52	La _{0,989} Ce _{0,011} B ₁₅
Al ₂ O ₃	950	10	14,29	0,33	77,74	7,61	Al - 0,03	La _{0,977} Ce _{0,023} B _{5,32}
		15	13,09	0,26	80,91	5,47	Al - 0,27	La _{0,98} Ce _{0,02} B _{6,06}
		20	9,1	0,22	84,64	4,91	Al - 1,13	La _{0,976} Ce _{0,024} B _{9,08}

Из результатов анализа видно, что при T_H=780°C пленка практически не содержит кислорода, тогда как при T_H = 950°C происходит частичное окисление пленки. Кислород содержится и в пленке на Si и не может быть приписан влиянию подложки. Соотношение B/(La+Ce) при U=10 кВ меняется от 7 при T_H=780°C до 5,1 при T_H=950°C. Очевидно, что в данном температурном интервале можно добиться точной стехиометрии B/(La+Ce) = 6.

Таким образом, установлен оптимальный интервал температур напыления 780-800°C для получения пленок (La,Ce)B₆ с максимальной интенсивностью дифракционных пиков и максимальной степенью преимущественной ориентации, что соответствует наилучшей кристалличности полученных пленок. С другой стороны, параметр кристаллической решетки пленок на Si максимально приближается к параметру объемного образца при более высоких температурах. Для пленок на других подложках дисторсия a относительно параметра массивного образца при T_H > 800°C существенно увеличивается. Подложки MgO, Si, Al₂O₃ и Mo использовались до T_H = 950°C. Диффузия кремния из подложки в пленку установлена достаточно надежно. Взаимодействия пленок с другими подложками не обнаружено. Полученные результаты будут использованы при дальнейшем поиске условий синтеза пленок (La,Ce)B₆ с оптимальными для применения в низкотемпературных термоэлектрических устройствах свойствами.

Авторы выражают благодарность Яне Хавранковой (Jana Havrankova, TESCAN, s.r.o.) за проведение рентгеновского микроанализа образцов. Работа поддержана Министерством науки и образования Армении и грантом NATO SfP No.974082.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.М.Прохоров и др. Неорган. мат., 32, 1365 (1996).
2. K.Winzer. Solid State Com., 16, 521 (1975).
3. A.Kuzanyan, G.Badalyan, S.Harutyunyan, et al. Mat. Res. Soc. Symp., 626, 43, Z8.21.1 (2000).
4. G.G.Fritz, K.S.Wood, D.Van Vechten, A.L.Gyulamiryan, A.S.Kuzanyan, et al. Proc. of SPIE Meeting: X-Ray and Gamma-Ray Instrumentation for Astronomy XI, San Diego, August 2000. SPIE, 4140, 459.
5. Sh.Muranaka, Sh.Kawai. Jap. J. Appl. Phys., 15, 587 (1976).
6. K.R.Peschmann, J.T.Calow, and K.G.Knauff. J. Appl. Phys., 44, 2252 (1973).
7. W.Waldhauser, C.Mitterer, J.Laimer, H.Stori. Surface and Coatings Technology, 74-75, 890 (1995).
8. C. Mitterer. J. Solid State Chem., 133, 279 (1997).
9. И.Н. Журавлев и др. Неорган. мат., 9, 1162 (1973).

ԼԱՆԹԱՆ-ՑԵՐԻՈՒՄԻ ՀԵՔՍԱԲՈՐԻԴԻ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐԻ ԷԼԵԿՏՐՈՆ-ՆԱԾԱՌԱԳԱՅԹԱՅԻՆ ՓՈՇԵՆՍՏԵՑՈՒՄԸ: ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ ԵՎ ՄԻԿՐՈԿԱՌՈՒՅՎԱԾԸ

Գ.Ռ. ԲԱԴԱԼՅԱՆ, Ս.Ի. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ, Ս.Ր. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ,
Վ.Հ. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ, Ա.Ս. ԿՈՒԶԱՆՅԱՆ

Էլեկտրոնաճառագայրային փոշենստեցման մեթոդով տարբեր տակդիրների վրա սինթեզված են ցերիումի խառնուրդով լանթանի հեքսաբորիդի նուրբ թաղանթներ, որոնք հեռանկարային են ցածր ջերմաստիճանային ջերմաէլեկտրական սարքերում կիրառելու համար: Հետազոտված է միկրոկառուցվածքի և ռենտգենյան բնութագրերի փոփոխությունը, երբ փոշենստեցման ջերմաստիճանը փոփոխվում է 560–950°C տիրույթում: Ռենտգենյան դիֆրակտոգրամներից երևում է, որ թաղանթներն ունեն (100) հիմնական կողմնորոշում: 780–800°C ջերմաստիճանային տիրույթում ստացված են ռենտգենյան դիֆրակցիոն պիկերի ինտենսիվության և կողմնորոշման մեծագույն արժեքներ ունեցող թաղանթներ: Թաղանթների բյուրեղացանցի պարբերության մեծությունը փոփոխվում է կախված տակդիրից և փոշենստեցման ջերմաստիճանից: Նկատվել է սիլիցիումի դիֆուզիա տակդիրից թաղանթ, երբ փոշենստեցման ջերմաստիճանը գերազանցել է 800°C:

ELECTRON-BEAM DEPOSITION OF LANTHANUM-CERIUM HEXABORIDE THIN FILMS. X-RAY DIFFRACTION STUDY AND MICROSTRUCTURE

G.R. BADALYAN, S.I. PETROSYAN, S.R. HARUTYUNYAN,
V.H. VARDANYAN, A.S. KUZANYAN

Thin films of lanthanum hexaboride with cerium impurity, a thermoelectric material promising for low-temperature applications, are deposited on various substrates by electron-beam evaporation. The influence of the deposition temperature changing in the range of 560 – 950°C on the X-ray characteristics and microstructure is studied. The preferred (100) orientation of all films is obtained from XRD traces. In the range of 780 – 800°C deposition temperature the highest intensity of diffractions peaks and the highest degree of the preferred orientation are observed. The lattice parameter value depends on the deposition temperature and substrate material. At deposition temperatures above 800°C the diffusion of silicon from the substrate to the film is detected, which causes the change in the films morphology.

УДК 621.356

ХАРАКТЕРИСТИКИ СИГНАЛОВ, ОТРАЖЕННЫХ ОТ МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ, ПРИ УЗКОПОЛОСНОМ И ШИРОКОПОЛОСНОМ ЗОНДИРОВАНИИ

К.С. МОСОЯН, О.Б. ПЕТРОСЯН

Научно-производственный институт "Комета"

(Поступила в редакцию 5 июля 2003 г.)

Представлены результаты экспериментальных измерений характеристик отражения от морской поверхности при зондировании сигналами с широким и узким спектрами. Проведено сравнение величин высокочастотных флуктуаций отражённого сигнала при частотном и временном усреднении. Экспериментально показано, что временное и частотное усреднение одинаково сказывается на сглаживании высокочастотных флуктуаций.

В последние годы возрос интерес к зондированию протяжённых объектов сигналами с широким спектром, что обеспечивает более точное определение среднего значения эффективной поверхности рассеяния [1,2].

В настоящей работе приводятся результаты исследований сравнительных характеристик отражения морской поверхности (МП), проведенных нами с помощью совмещённого радиометра-скаттерометра в двухсантиметровом диапазоне волн. Зондирование МП осуществлялось попеременно простым радиоимпульсом длительностью 1 мкс (ширина спектра 1 МГц) и широкополосным шумовым радиоимпульсом той же длительности с шириной спектра 40 и 80 МГц.

Экспериментальные работы проводились на комплексном радиогидрофизическом стенде. Стенд размещался на морской платформе (глубина моря 30 м), удалённой от берега на 500 м. Антенна располагалась на центральной опоре морской платформы на высоте 27 м от уровня моря и могла вращаться по азимуту на 240° и углу места 70° . Измерения проводились при вертикальной поляризации с установкой антенны против ветра, перпендикулярно направлению ветра и по направлению ветра при углах скольжения 4 и 8° (от горизонтали).

На регистрограммах, приведённых на рис.1, на дорожке 1 фиксировались сигналы с выхода амплитудного детектора при ширине спектра $\Delta f = 40$ и 80 МГц, а на дорожке 2 – при ширине спектра 1 МГц и времени накопления $\tau = 0,01$ и $0,02$ с. Сравнение двух частей записи сигнала на дорожке 1 показывает, что величина дисперсии отражённых сигналов (ширина флуктуа-

ционной дорожки) возрастает в $\sqrt{2}$ раза (рис.1а) при уменьшении ширины спектра Δf в 2 раза и остаётся постоянной (рис.1б) при сохранении значения произведения $\Delta f\tau$. Последнее указывает на одинаковую эффективность частотного и временного накопления.

Для количественной оценки эффективности расширения спектра при зондировании МП сопоставлялись значения ширины флуктуационной дорожки Δp при использовании широкополосного сигнала (дорожка 1) с шириной дорожки Δh при излучении простого радиоимпульса. Величина отношения $\Delta h/\Delta p$ оказалась зависимой от длины интервала оценки τ_0 . При малых значениях τ_0 (менее 1,2 с) разброс $\Delta h/\Delta p$ (рис.2) увеличивался за счёт непредставительности выборки, а при больших τ_0 (более 2 с) разброс увеличивался за счёт низкочастотных флуктуаций отраженных сигналов, которые не подавляются при расширении спектра. Графики показывают, что на величину $\Delta h/\Delta p$ практически не влияют ни скорость приповерхностного ветра, ни направление антенны относительно ветра. Она зависит только от угла наблюдения α , так как при его изменении меняется размер облучаемого участка.

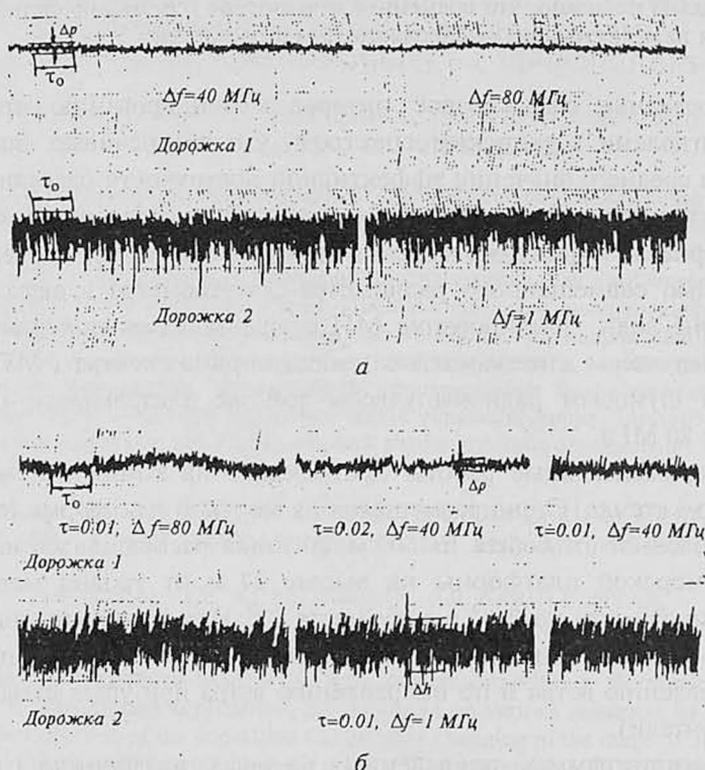


Рис.1. Регистрограммы отражённых от МП сигналов при широкополосном (дорожка 1) и узкополосном (дорожка 2) зондировании: а – при постоянном значении времени накопления $\tau = 0,01$ с; б – при различных значениях τ и Δf .

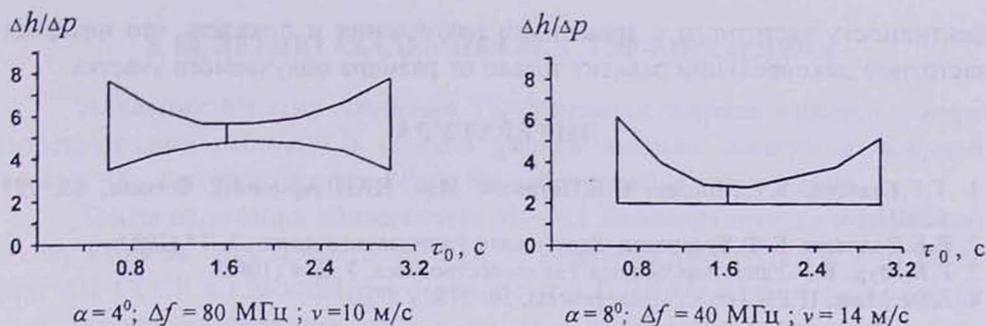
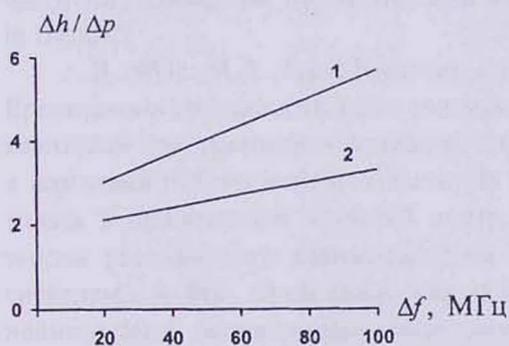


Рис.2. Графики зависимостей эффективности частотного накопления от длительности интервала оценки параметров наблюдения и скорости ветра.

Зависимости значений $\Delta h / \Delta p$ при $\alpha = 4$ и 8° приведены на рис.3. Значения получены путем усреднения величины $\Delta h / \Delta p$ по набору из 20 кривых и взяты в той области, где разброс наименьший, т.е. при $\tau_0 = 1,6$ с

Исходя из общепринятой двухмасштабной модели радиолокационных отражений и релейского характера амплитуд огибающих отраженных сигналов следует, что эффективность частотного (или временного) накопления определяется числом независимо накапливаемых отсчетов. При расширении полосы с 1 до 80 МГц ширина дорожки уменьшается соответственно в \sqrt{N} раз. При этом N_{80} определяется как отношение ширины спектра сигнала Δf к интервалу частотной декорреляции Δf_k [3,4].

Для экспериментальной оценки Δf_k были сопоставлены величины $\Delta h / \Delta p$ при $\alpha = 4; 8^\circ$ и $\Delta f = 40; 80$ МГц (см. таблицу и рис.3) и найдены $\Delta f_k = \Delta f / N = \Delta f / (\Delta h / \Delta p)^2$. Заметим, что при зондировании узкополосным сигналом с облучаемого участка получается одна выборка, так как ширина спектра этого сигнала заведомо меньше Δf_k .



показатели	угол наблюдения	
	$\alpha = 4^\circ$	$\alpha = 8^\circ$
	для $\Delta f = 80$ МГц	
$\Delta h / \Delta p$	5	3,2
N_{80}	25	10
Δf_k , МГц	3,2	7,8
	для $\Delta f = 40$ МГц	
$\Delta h / \Delta p$	3,45	2,23
N_{40}	12	5
Δf_k , МГц	3,3	7,6

Рис.3. Зависимость эффективности частотного накопления от ширины спектра:
1) $\alpha = 4^\circ$; $v = 10$ м/с, 2) $\alpha = 8^\circ$; $v = 10$ м/с.

Таким образом, экспериментально удалось подтвердить равную эф-

фективность частотного и временного накопления и показать, что интервал частотной декорреляции зависит только от размера облучаемого участка.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.Г.Бахшян, К.С.Мосоян, О.Б.Петросян. Изв. НАН Армении, Физика, 36, 295 (2001).
2. В.К.Волосюк, В.Ф.Кравченко. Зарубежная Радиоэлектроника, 2, 37 (2002).
3. Р.К.Мур, В.Р.Уайт. Зарубежная Радиоэлектроника, 7, 244 (1968).
4. A.De Maio. IEEE Trans., signal process, 50, 2152 (2002).

ԾՈՎԻ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅԹԻՑ ԱՆԴՐԱԳԱՐՉԱԾ ՌԱԴԻՈԱԶԴԱՆՇԱՆՆԵՐԻ
ԲՆՈՒԹԱԳՐԵՐԸ ՆԵՂՇԵՐՏ ԵՎ ԼԱՅՆՇԵՐՏ ԶՈՆԴԱՎՈՐՄԱՆ ԴԵՊՐՈՒՄ

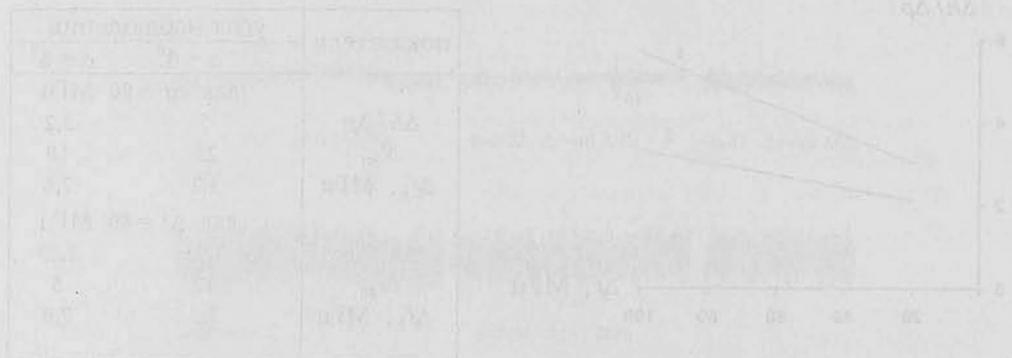
Կ.Ս. ՄՈՍՈՅԱՆ, Հ.Բ. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ

Ներկայացված են ծովի մակերևույթից անդրադարձող ալիքների փորձնական չափումների բնութագրերը, երբ ծովի մակերևույթը զոնդավորվում է նեղշերտ և լայնշերտ սպեկտր ունեցող ռադիոազդանշաններով: Կատարված անդրադարձող ռադիոազդանշանների բարձր հաճախությունների ֆլուկտուացիաների մեծությունների հաճախակային և ժամանակային միջինացումների համեմատություն: Փորձականորեն ցույց է տրված, որ ժամանակային և հաճախակային միջինացումները միանման են անդրադառնում բարձր հաճախակային ֆլուկտուացիաների հարթեցման վրա:

CHARACTERISTICS OF THE SIGNALS REFLECTED FROM A SEA SURFACE AT NARROW-BAND AND BROADBAND SOUNDING

K.S. MOSOYAN, H.B. PETROSYAN

Results of experimental measurements of characteristics of reflection from a sea surface at sounding by signals with wide and narrow spectra are presented. Comparison of high-frequency fluctuations of the reflected signal at frequency and time averagings is made. It is shown experimentally that the time and frequency averagings have an identical effect on smoothing of high-frequency fluctuations.



К 80-ЛЕТИЮ АКАДЕМИКА М.Л. ТЕР-МИКАЕЛЯНА

Академик Михаил Леонович Тер-Микаелян широко известен в мире теоретическими работами в области физики высоких энергий и лазерной физики. Он является автором более 100 публикаций в этих областях.

После окончания университета Михаил Леонович прошел прекрасную школу в отделе теоретической физики Физического института им. П.Н.Лебедева АН СССР в г.Москве под руководством Е.Л.Фейнберга. После защиты кандидатской диссертации он возвращается в Армению и работает в Ереванском Физическом институте.

Большое значение для физики высоких энергий имеет развитая им теория когерентного тормозного излучения релятивистской частицы в кристалле. Им предсказан эффект плотности среды в тормозном излучении в однородной среде. Результаты исследований, выполненных в этой области, обобщены М.Л. Тер-Микаеляном в книге "Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях" (изд. АН Арм. ССР, 1969г.). Монография получила большую известность и была переведена на английский язык в 1972г. издательством John Wiley and Sons. Эффекты, теоретически предсказанные М.Л. Тер-Микаеляном, стимулировали проведение многочисленных экспериментальных исследований релятивистских частиц.

С 1960-х годов в центре внимания М.Л. Тер-Микаеляна находятся исследования, связанные с актуальной проблемой создания лазеров. Его работы по теории оптических квантовых генераторов и усилителей, положенные в основу фундаментальной монографии "Оптические генераторы на твердом теле" (изд. Советское радио, 1967г.), представляют исключительную ценность не только для понимания физических процессов, но и для расчета и конструирования оптических квантовых генераторов и усилителей. Книга частично переведена на английский язык и опубликована в серии "Progress in Optics".

В 1963г. М.Л. Тер-Микаелян организовал радиационную лабораторию Ереванского государственного университета, положившую начало развитию квантовой электроники в Армении. Он объединил усилия физиков Армении и возглавил работы в этой области. За короткий период лаборатория превратилась в признанный научный центр. М.Л. Тер-Микаеляном была развита теория резонансного взаимодействия интенсивного излучения с атомными системами и был предсказан ряд нелинейных эффектов, которые в дальнейшем были подтверждены экспериментально в различных научных центрах мира. Эти результаты частично опубликованы в журнале "Успехи физических наук" в 1997г.

В 1968г. М.Л. Тер-Микаелян основал Институт физических исследований, который возглавлял до 1994г. В настоящее время М.Л. Тер-Микаелян активно продолжает научные исследования в Институте – он является заведующим лабораторией теоретической физики и почетным Директором

Института. Основными направлениями исследований в Институте являются лазерная физика, нелинейная и квантовая оптика, взаимодействие излучения с веществом, рост кристаллов и их исследование, научное приборостроение, высокотемпературная сверхпроводимость. Фундаментальные исследования, проведенные в ИФИ, имели многочисленные применения. В частности, М.Л. Тер-Микаелян был инициатором и одним из организаторов промышленного выпуска в Армении оптических квантовых генераторов и кристаллов для электроники. За эти работы в 1967г. группе физиков и инженеров, в том числе и М.Л. Тер-Микаеляну, была присуждена Государственная премия Армении.

Деятельность М.Л. Тер-Микаеляна характеризует его как крупного физика-теоретика и блестящего организатора науки. В 1982г. М.Л. Тер-Микаелян был избран действительным членом АН Армении. В 2003г. ему было присвоено звание заслуженного деятеля науки Армении.

Редакционная коллегия и физики Армении сердечно поздравляют Михаила Леоновича с юбилеем и желают ему крепкого здоровья, творческого долголетия и новых научных достижений.

Редколлегия

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Դ.Մ.Սեդրակյան, Ա.Ժ.Խաչատրյան, Գ.Ս.Անդրեասյան, Վ.Դ.Բաղայան. Երկրորդ հարմոնիկի գեներացիան ուղղանկյուն արգելք պարունակող սիմետրիկ փոսում.	355
Ա.Յ.Գևորգյան. Գերլուսային տարածումը և լուսի կլանման անոմալիաները իզոտրոպ շերտում: I. Խմբային արագություն.	366
Ռ.Ա.Ալանակյան. Սուպերսիմետրիկ ատոմ – սուպերսիմետրիկ անտիատոմ օսցիլյացիաները.	376
Վ.Օ.Չալթիկյան, Գ.Գ.Գրիգորյան, Յու.Պ.Մալաքյան, Կ.Խ.Սիմոնյան. Ատոմային զուր-շիններում լազերային գրգռման սելեկտիվության վերլուծությունը հաշվեկշռի հավասարումների օգնությամբ.	384
Ն.Թ.Վարդյան, Գ.Յու.Կրյուչկյան. Անցում կանոնավոր դինամիկայից քաոսայինին պարամետրական օսցիլյատորում.	390
Մ.Ն.Ներսիսյան, Պ.Ս.Պողոսյան, Ս.Ա.Պողոսյան. Կարճ լազերային իմպուլսների տևողության որոշումը տարբերային հաճախության գեներացիայի միջոցով.	396
Տ.Մ.Այվազյան, Վ.Գ.Բաբաջանյան, Գ.Գ.Դեմիրխանյան, Է.Պ.Կոկանյան, Ռ.Բ.Կոստանյան. Էներգիական մակարդակների և միջշտարկյան անցումների զծի ուժի որոշումը KTA:Yb ³⁺ բյուրեղում.	402
Գ.Ռ.Բաղայան, Ս.Ի.Պետրոսյան, Ս.Ռ.Չարությունյան, Վ.Յ.Վարդանյան, Ա.Ս.Կուզանյան. Լանթան-ցերիումի հեքսաբորիդի թաղանթների էլեկտրոնաճառագայթային փոշենստեցումը: Ռենտգենյան հետազոտությունները և միկրոկառուցվածքը.	409
Կ.Ս.Սոսոյան, Յ.Բ.Պետրոսյան. Ճովի մակերևույթից անդրադարձած ռադիոազդանշանների բնութագրերը նեղշերտ և լայնշերտ զոնդավորման դեպքում.	417
Ակադեմիկոս Մ.Լ. Տեր-Միքայելյանի 80-ամյակին.	421

CONTENTS

D.M.Sedrakian, A.Zh.Khachatryan, G.M.Andreasyan, V.D.Badalyan. Second harmonic generation in a symmetric well containing a rectangular barrier.	355
A.H.Gevorgyan. Superluminal propagation and anomalies of absorption of light passing through an isotropic layer. I. Group velocity.	366
R.A. Alanakyan. Supersymmetric atom – supersymmetric antiatom oscillations.	376
V.O.Chaltykyan, G.G.Grigoryan, Yu.P.Malakyan, K.Kh.Simonyan. Rate equation analysis of laser excitation selectivity in atomic vapors.	384
N.T.Gevorgyan, G.Yu.Kryuchkyan. Transition from regular to chaotic dynamics for a parametric oscillator.	390
M.N.Nersisyan, P.S.Poghosyan, S.S.Poghosyan. Determination of duration of short laser pulses with use of the difference frequency generation.	396
T.M.Ayvazyan, V.G.Babajanyan, G.G.Demirkhanyan, E.P.Kokanyan, R.B.Kostanyan. Energy levels and line strengths of inter-Stark transitions in KTA:Yb ³⁺ crystals.	402
G.R.Badalyan, S.I.Petrosyan, S.R.Harutyunyan, V.H.Vardanyan, A.S.Kuzanyan. Electron-beam deposition of lanthanum-cerium hexaboride thin films. X-ray diffraction study and microstructure.	409
K.S.Mosoyan, H.B.Petrosyan. Characteristics of the signals reflected from a sea surface at narrow-band and broadband sounding.	417
On the 80-th birthday of Academician M.L. Ter-Mikaelian.	421

СОДЕРЖАНИЕ

Д.М.Седракян, А.Ж.Хачатрян, Г.М.Андреасян, В.Д.Бадалян. Генерация второй гармоники в симметричной яме со встроенным внутри прямоугольным барьером.....	355
А.А.Геворгян. Сверхсветовое распространение и аномалии поглощения света в изотропном слое. I. Групповая скорость.....	366
Р.А.Аланакян. Осцилляции суперсимметричный атом – суперсимметричный антиатом.....	376
В.О.Чалтыкян, Г.Г.Григорян, Ю.П.Малакян, К.Х.Симомян. Анализ селективности лазерного возбуждения атомных паров на основе уравнений баланса.....	384
Н.Т.Геворгян, Г.Ю.Крючкян. Переход от регулярной к хаотической динамике в параметрическом осцилляторе.....	390
М.Н.Нерсисян, П.С.Погосян, С.С.Погосян. Определение длительности коротких лазерных импульсов при помощи генерации разностной частоты.....	396
Т.М.Айвазян, В.Г.Бабаджанян, Г.Г.Демирханян, Э.П.Коканян, Р.Б.Костанян. Энергетические уровни и силы линий межштарковских переходов в кристалле КТА:Yb ³⁺	402
Г.Р.Бадалян, С.И.Петросян, С.Р.Арутюнян, В.О.Варданян, А.С.Кузанын. Электроннолучевое напыление пленок гексаборида лантана-церия. Рентгеновские исследования и микроструктура.....	409
К.С.Мосоян, О.Б.Петросян. Характеристики сигналов, отраженных от морской поверхности, при узкополосном и широкополосном зондировании.....	417
К 80-летию академика М.Л. Тер-Микаеляна.....	421

Тираж 150. Сдано в набор 5.11.2003.

Подписано к печати 29.11.2003. Печ. л. 4,5.

Бумага офсетная. Цена договорная.

Типография НАН РА.

375019, Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24.