

ISSN 0002-3035

ФИЗИКА • ՖԻԶԻԿԱ • PHYSICS



ИЗВЕСТИЯ
НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ՆԱԶԱՐԱՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ

PROCEEDINGS
OF NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF ARMENIA

34, № 6, 1999

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

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Вл. М. Арутюнян, главный редактор
Э. Г. Шароян, зам. главного редактора
Вил. М. Арутюнян
А. А. Ахумян
Г. А. Вартапетян
Э. М. Казарян
А. О. Меликян
А. Р. Мкртчян
В. О. Папанян
А. А. Мирзаханян, ответственный секретарь

ԽՄԲԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՒԵԳԻՍ

Վլ. Մ. Հարությունյան, գլխավոր խմբագիր
Է. Գ. Շարոյան, գլխավոր խմբագրի տեղակալ
Վիլ. Մ. Հարությունյան
Ա. Ա. Հախումյան
Հ. Հ. Վարդապետյան
Է. Մ. Ղազարյան
Ա. Հ. Մելիքյան
Ա. Ռ. Մկրտչյան
Վ. Օ. Պապանյան
Ա. Ա. Միրզախանյան, պատասխանատու քարտուղար

EDITORIAL BOARD

Vl. M. Aroutiounian, editor-in-chief
E. G. Sharoyan, associate editor
Vil. M. Harutyunyan
A. A. Hakhumyan
H. H. Vartapetian
E. M. Kazarian
A. O. Melikyan
A. R. Mkrтчyan
V. O. Papanyan
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.

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ
ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱ

НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ
НАУК АРМЕНИИ

Տ Ե Ղ Ե Կ Ա Գ Ի Բ ИЗВЕСТИЯ
Ֆ Ի Չ Ի Կ Ա ФИЗИКА

Հ Ա Տ Ո Ր Т О М

34

№ 6

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԱԱ ՀՐԱՏԱՐԱԿՉՈՒԹՅՈՒՆ
ԵՐԵՎԱՆ

ИЗДАТЕЛЬСТВО НАН АРМЕНИИ
ЕРЕВАН

1999

УДК 538.3

ЧЕРЕНКОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В ВОЛНОВОДЕ С МНОГОСЛОЙНЫМ КООКСИАЛЬНЫМ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ЗАПОЛНЕНИЕМ

А.С. ВАРДАНЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 2 июня 1999 г.)

Определены поля черенковского излучения в волноводе с многослойным коаксиальным дисперсным диэлектрическим заполнением. Проведен анализ продольной компоненты поля излучения в поперечном сечении волновода. Обсуждается возможность использования черенковского механизма излучения в волноводе в реализации двухпучковой схемы ускорения.

Введение

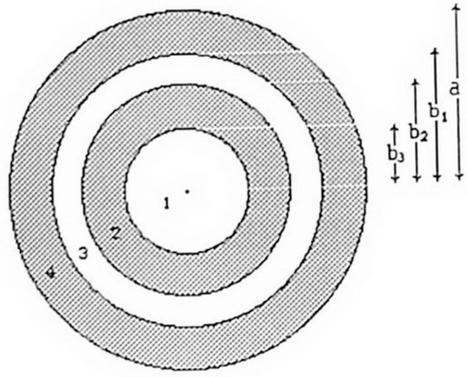
В предыдущей работе [1] рассматривалось черенковское излучение периодической последовательности заряженных сгустков,двигающихся по оси волновода, заполненного дисперсной средой, в которой, с целью уменьшения боровских потерь прорезан канал по оси волновода, вдоль которого пролетает сгусток. Предполагается использовать механизм черенковского излучения в двухпучковой схеме ускорения, и поэтому необходимо наличие второго канала для ускоряемого пучка. В настоящей работе рассматривается черенковское излучение в волноводе, который заполнен многослойным в поперечном сечении диэлектриком, как показано на рис.1. Поскольку черенковское излучение происходит в среде, необходимо оценить напряженности во второй, свободной от диэлектрика, области вследствие проникания сюда поля из соседних со средой областей. Существен также вопрос определения резонансного значения радиуса волновода для обеспечения условия синфазности излучения от периодической последовательности сгустков с учетом наличия каналов заданных радиусов.

Поле излучения в волноводе. Пусть периодическая последовательность N цилиндрических сгустков с радиусом r_0 и зарядом q движется со скоростью $v = \beta c$ по оси волновода, заполненного многослойным в поперечном сечении дисперсным диэлектриком (см. рис.1).

Плотность заряда, согласно [1], имеет вид:

$$\rho(r, z - vt) = \frac{q}{\pi r_0^2} \sigma(r) \frac{\sum_{k=1}^N \int f(\xi) \delta[z - vt - (k-1)d - \xi] d\xi}{\int f(\xi) d\xi}, \quad (1)$$

Рис.1. Поперечное сечение волновода.



где d — расстояние между сгустками, $f(\xi)$ — линейное распределение заряда вдоль длины сгустка; $\sigma(r)=0$, когда $r > r_0$, и $\sigma(r)=1$, когда $r \leq r_0$.

Решение для потенциала φ будем искать в виде

$$\varphi(r, z - vt) = \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(\omega, r) \frac{2I_1(kr_0)}{kr_0} \phi_{\text{посл}}\left(\frac{\omega}{v}\right) e^{i\frac{\omega}{v}(z-vt)} d\omega, \quad (2)$$

где

$$\Phi(\omega, r) = \begin{cases} \frac{q}{\pi v} [K_0(kr) + \alpha I_0(kr)] & 0 \leq r \leq b_3 \\ \frac{q}{\varepsilon \pi v} [\eta K_0(sr) + \gamma I_0(sr)] & b_3 < r \leq b_2 \\ \frac{q}{\pi v} [\delta K_0(kr) + \sigma I_0(kr)] & b_2 < r \leq b_1 \\ \frac{q}{\varepsilon \pi v} [\theta K_0(sr) + \xi I_0(sr)] & b_1 < r \leq a. \end{cases}$$

Здесь $k = \frac{\omega}{v} \sqrt{1 - \beta^2}$, $s = \frac{\omega}{v} \sqrt{1 - \beta^2 \varepsilon}$; I_0 , I_1 , K_0 — модифицированные функции Бесселя и Ганкеля; функция $\phi_{\text{посл}}\left(\frac{\omega}{v}\right)$ отвечает за излучение N сгустков:

$$\phi_{\text{посл}}\left(\frac{\omega}{v}\right) = \phi\left(\frac{\omega}{v}\right) \exp\left[-i(N-1)\frac{\omega d}{2v}\right] \frac{\sin(N\omega d/2v)}{\sin(\omega d/2v)}, \quad (3a)$$

а функция

$$\phi\left(\frac{\omega}{v}\right) = \left(\int f(\xi) d\xi\right)^{-1} \int f(\xi) \exp(-i\omega/\nu \xi) d\xi \quad (3b)$$

отвечает за излучение одного сгустка.

Граничные условия для фурье-компонент полей и, соответственно, потенциалов записываются в виде

$$\begin{aligned} E_{z\omega 1} = E_{z\omega 2} & \quad (1 - \beta^2) \rho_{\omega 1} = (1 - \beta^2 \varepsilon) \rho_{\omega 2} & \quad (\text{при } r = b_3); \\ H_{\varphi\omega 1} = H_{\varphi\omega 2} & \quad \frac{\partial \varphi_{\omega 1}}{\partial r} = \varepsilon \frac{\partial \varphi_{\omega 2}}{\partial r} & \quad (\text{при } r = b_3); \\ E_{z\omega 1} = E_{z\omega 2} & \quad (1 - \beta^2 \varepsilon) \rho_{\omega 2} = (1 - \beta^2) \rho_{\omega 3} & \quad (\text{при } r = b_2); \\ H_{\varphi\omega 1} = H_{\varphi\omega 2} & \quad \varepsilon \frac{\partial \varphi_{\omega 2}}{\partial r} = \frac{\partial \varphi_{\omega 3}}{\partial r} & \quad (\text{при } r = b_2); \end{aligned} \quad (4)$$

$$E_{z\omega 1} = E_{z\omega 2} \quad (1 - \beta^2) p_{\omega 3} = (1 - \beta^2 \varepsilon) p_{\omega 4} \quad (\text{при } r = b_1);$$

$$H_{\varphi\omega 1} = H_{\varphi\omega 2} \quad \frac{\partial \varphi_{\omega 3}}{\partial r} = \varepsilon \frac{\partial \varphi_{\omega 4}}{\partial r} \quad (\text{при } r = b_1);$$

$$E_{z\omega 4} = 0 \quad \varphi_{\omega 4} = 0 \quad (\text{при } r = a).$$

Удовлетворив граничным условиям (4), можно определить выражения для α , η , γ , δ , θ и ξ .

Запишем с помощью (2) выражения для E_z :

$$E_{z1} = -\frac{q(1-\beta^2)}{\pi v^2} \int [K_0(kr) + \alpha I_0(kr)] \frac{2I_1(kr_0)}{(kr_0)} \phi_{\text{посл}} \left(\frac{\omega}{v}\right) e^{i\frac{\omega}{v}(z-vt)} i\omega d\omega, \quad (5a)$$

$$E_{z2} = -\frac{q}{\pi v^2} \int \frac{1-\beta^2 \varepsilon}{\varepsilon} [\eta K_0(kr) + \gamma I_0(kr)] \frac{2I_1(kr_0)}{(kr_0)} \phi_{\text{посл}} \left(\frac{\omega}{v}\right) e^{i\frac{\omega}{v}(z-vt)} i\omega d\omega, \quad (5b)$$

$$E_{z3} = -\frac{q(1-\beta^2)}{\pi v^2} \int [\delta K_0(kr) + \sigma I_0(kr)] \frac{2I_1(kr_0)}{(kr_0)} \phi_{\text{посл}} \left(\frac{\omega}{v}\right) e^{i\frac{\omega}{v}(z-vt)} i\omega d\omega, \quad (5b)$$

$$E_{z4} = -\frac{q}{\pi v^2} \int \frac{1-\beta^2 \varepsilon}{\varepsilon} [\theta K_0(kr) + \xi I_0(kr)] \frac{2I_1(kr_0)}{(kr_0)} \phi_{\text{посл}} \left(\frac{\omega}{v}\right) e^{i\frac{\omega}{v}(z-vt)} i\omega d\omega. \quad (5r)$$

Когда в среде, заполняющей волновод, выполняется условие Черенкова $\beta^2 \varepsilon > 1$, то $s = -ip$, где $p = \frac{\omega}{v} \sqrt{\beta^2 \varepsilon - 1}$, и для коэффициента α получается:

$$\alpha = [pK_1(kb_3)\Psi_5 + \varepsilon kK_0(kb_3)\Psi_4] \cdot D^{-1}, \quad (6a)$$

где

$$\begin{aligned} D &= pI_1(kb_3)\Psi_5 - \varepsilon kI_0(kb_3)\Psi_4, \\ \Psi_5 &= J_0(pb_3)[p\Psi_2 N_0(pb_2) - \varepsilon k\Psi_3 N_1(pb_2)] - N_0(pb_3)[p\Psi_2 J_0(pb_2) - \varepsilon k\Psi_3 J_1(pb_2)], \\ \Psi_4 &= J_1(pb_3)[p\Psi_2 N_0(pb_2) - \varepsilon k\Psi_3 N_1(pb_2)] - N_1(pb_3)[p\Psi_2 J_0(pb_2) - \varepsilon k\Psi_3 J_1(pb_2)], \\ \Psi_3 &= I_0(kb_2)[p\Psi_1 K_1(kb_1) + \varepsilon k\Psi_0 K_0(kb_1)] + K_0(kb_2)[p\Psi_1 I_1(kb_1) - \varepsilon k\Psi_0 I_0(kb_1)], \\ \Psi_2 &= I_1(kb_2)[p\Psi_1 K_1(kb_1) + \varepsilon k\Psi_0 K_0(kb_1)] - K_1(kb_2)[p\Psi_1 I_1(kb_1) - \varepsilon k\Psi_0 I_0(kb_1)], \\ \Psi_1 &= J_0(pb_1)N_0(pa) - J_0(pa)N_0(pb_1), \\ \Psi_0 &= J_1(pb_1)N_0(pa) - J_0(pa)N_1(pb_1), \end{aligned} \quad (6b)$$

Проведя интегрирование в комплексной плоскости ω , как в [1,2], получим:

$$E_{z1} = -\frac{q\sqrt{1-\beta^2}}{v^2 b_3} \sum_{\lambda} \sqrt{\beta^2 \varepsilon - 1} \frac{\omega \Psi_5}{d} \frac{I_0(kr)}{I_0(kb_1)} \frac{2I_1(kr_0)}{kr_0} F_{\text{посл}} \left(\frac{\omega}{v}\right), \quad (7a)$$

$$E_{z2} = -\frac{q\sqrt{1-\beta^2}}{v^2 b_3} \sum_{\lambda} \sqrt{\beta^2 \varepsilon - 1} \frac{\omega \Psi_{5r}}{d} \frac{2I_1(kr_0)}{D kr_0} F_{\text{посл}} \left(\frac{\omega}{v} \right), \quad (7\Gamma)$$

$$E_{z3} = -\frac{2q(1-\beta^2)}{\pi v^2 b_2 b_3} \sum_{\lambda} \frac{\varepsilon \omega \Psi_{3r}}{d} \frac{2I_1(kr_0)}{D kr_0} F_{\text{посл}} \left(\frac{\omega}{v} \right), \quad (7B)$$

$$E_{z4} = -\frac{2q\sqrt{1-\beta^2}}{\pi v^2 b_1 b_2 b_3} \sum_{\lambda} \sqrt{\beta^2 \varepsilon - 1} \frac{\varepsilon \omega \Psi_{1r}}{d} \frac{2I_1(kr_0)}{D kr_0} F_{\text{посл}} \left(\frac{\omega}{v} \right), \quad (7r)$$

где

$$\Psi_{1r} = N_0(s_2 a) J_0(s_2 r) - J_0(s_2 a) N_0(s_2 r),$$

$$\Psi_{3r} = I_0(kr) [p\Psi_1 K_1(kb_1) + \varepsilon k\Psi_0 K_0(kb_1)] + K_0(kr) [p\Psi_1 I_1(kb_1) - \varepsilon k\Psi_0 I_0(kb_1)],$$

$$\Psi_{5r} = J_0(pr) [p\Psi_2 N_0(pb_2) - \varepsilon k\Psi_3 N_1(pb_2)] - N_0(pr) [p\Psi_2 J_0(pb_2) - \varepsilon k\Psi_3 J_1(pb_2)].$$

Функция $F_{\text{посл}}(\omega/v)$ определена в [1] и для периодической последовательности (с периодом d) N сгустков с гауссовским распределением заряда в каждом из них равна:

$$F_{\text{посл}} \left(\frac{\omega}{v} \right) = \exp \left(-\frac{\omega^2}{4v^2} \xi^2 \right) \frac{\sin(N\omega d/2v)}{\sin(\omega d/2v)} \cos \frac{\omega}{v} \left[z - vt - (N-1) \frac{d}{2} \right]. \quad (8)$$

Численный анализ полей черенковского излучения. Анализ проводился с помощью формул (7)-(8) для случаев одиночного сгустка ($N=1$) (рис. 2 а,б), а также для периодической последовательности N сгустков (рис.3), когда в волноводе реализуется квазимонохроматическое поле на частоте следования сгустков ($\lambda=10$ см). Расчеты проводились для дисперсной среды, характеризуемой диэлектрической проницаемостью

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \frac{\varepsilon_0 - 1}{1 + (\omega\tau)^2}, \quad (9)$$

что в случае $\varepsilon_0 = 2,1$, $\tau = 7,22 \cdot 10^{-13}$ с хорошо аппроксимирует свойства тефлона (см. [1-3]). Как и в случае только центрального канала (см. [2]), здесь внутри обоих каналов наблюдается квазиравномерное распределение поля вдоль радиуса, причем в тех сечениях, где поле минимально на оси волновода, оно приобретает заметные значения в среде (см. рис. 2б).

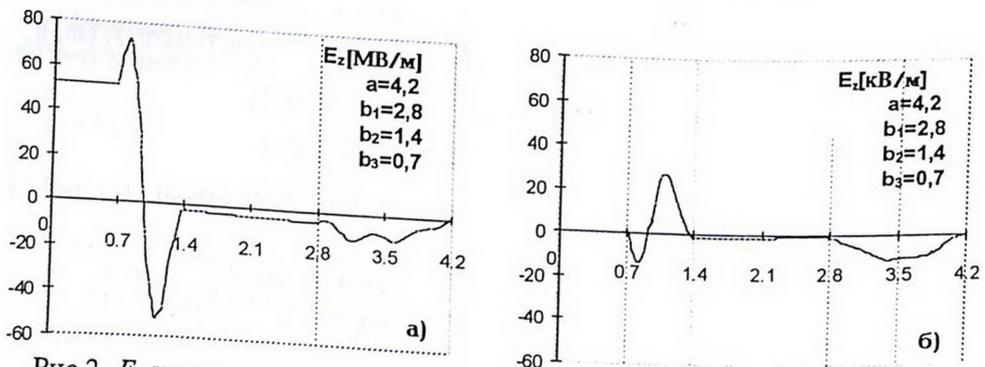


Рис.2. E_z -компонента поля излучения одиночного сгустка в двух разных поперечных сечениях волновода: а) $z - vt = -0,86$ см, б) $z - vt = -0,5$ см.

При излучении периодической последовательности ступков максимальные напряженности получаются при условии синфазного суммирования полей, излученных отдельными ступками:

$$\frac{\omega \lambda d}{2\nu} = \pi k, \quad k = 1, 2, \dots, \quad (10)$$

и поле вдоль оси волновода имеет квазисинусоидальный характер с частотой, равной частоте следования ступков при $k=1$ или кратной ей при $k \neq 1$.

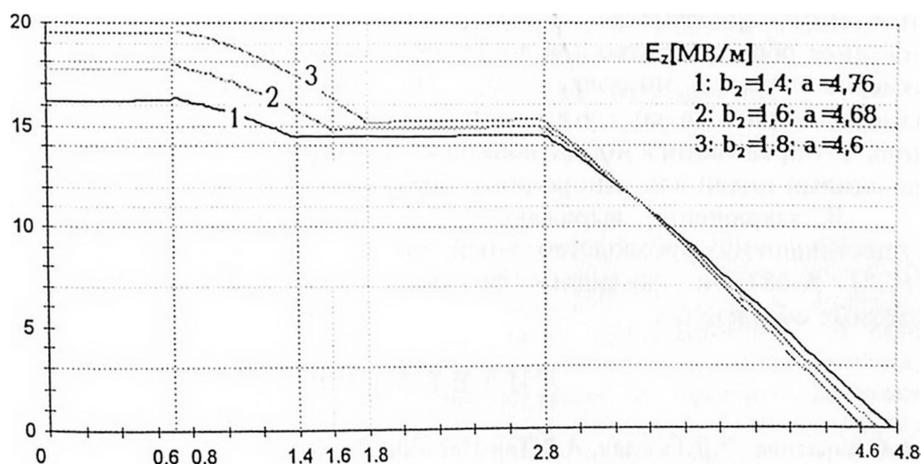


Рис. 3. Распределение E_z вдоль радиуса волновода для трех различных значений толщины диэлектрика, разделяющего каналы, и соответствующих ей размеров радиуса волновода.

На рис.3 приведено распределение напряженности поля E_z , создаваемого последовательностью $N=3000$ ступков вдоль радиуса волновода при различных значениях толщины диэлектрика, разделяющего каналы, и соответствующих размеров радиуса волновода, выбранных для обеспечения условия синфазного излучения (10) при $k=1$. Видно, что и при периодической последовательности ступков поле в каналах практически однородно, а при уменьшении размеров второго канала напряженность в каналах увеличивается. Резонансный же радиус волновода a для различных значений толщины диэлектрика (1,4см, 1,2см, 1см), соответствующих кривым 1, 2 и 3 на рис.3 при постоянном значении размера центрального канала (0,7см), принимает значения 4,76см, 4,68см и 4,6см, соответственно. Для определения резонансного значения радиуса волновода разработан алгоритм, который подбирает значение a так, чтобы первый (при $k=1$) корень уравнения (6) соответствовал длине волны $\lambda = 10$ см.

Заключение. Иллюстрируемые результаты обосновывают перспективность черенковского механизма в двухпучковой схеме ускорения электронов. Действительно, несмотря на то обстоятельство, что черенковское излучение заряда, движущегося параллельно границе раздела, испускается под углом полного внутреннего отражения и не выходит из этой среды, затухая экспоненциально по мере удаления от границы раздела, в волноводных структурах с достаточно узкими каналами, прорезанными вдоль траектории ускоряемого и

ускоряющего сгустков для уменьшения боровских потерь, наблюдается кусочно-однородное (в областях каналов) распределение напряженности с достаточно большим значением этой напряженности. Это представляется очень удобным для осуществления ускорения электронных сгустков. В случае периодической последовательности сгустков в волноводе реализуется одномодовый режим на частоте следования сгустков, если выбрать соответствующее "резонансное" значение радиуса волновода. При этом наличие каналов приводит, в основном, к изменению (увеличению) радиуса волновода по сравнению с однородным заполнением, соответственно с величинами прорезанных каналов. Это последнее обстоятельство для достаточно малых значений поперечных размеров каналов позволяет определить эффективные поперечные размеры волновода со сложным поперечным сечением, не прибегая вновь к определению новых волновых функций и воспользовавшись значениями полей для однородного заполнения.

В заключение выражаю благодарность проф. Э.Д.Газазяну, осуществившему руководство моей работы при поддержке гранта МНТЦ А-087, и кандидату физ.-мат. наук А.Д.Тер-Погосян за полезные обсуждения.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. А.С.Вардanian, Э.Д.Газазян, А.Д.Тер-Погосян. Физика, 34, 195 (1999).
2. А.С.Вардanian, Э.Д.Газазян, А.Д.Тер-Погосян. Физика, 34, 35 (1999).
3. Дж.К.Саусворт. Принципы и применения волноводной передачи. М., Сов. Радио, 1955.

ՉԵՐԵՆԿՈՎԻԱՆ ԳԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄԸ ԴԻԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՎ
 ԱՊՁՍԱՇԵՐՏ ՀԱՍՏԱՌԱՆՅՔ ԼՅՎԱԾ ԱԼԻԲԱՏԱՐՈՒՄ

Ա.Ս.ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ

Հետազոտված է չերենկովյան ճառագայթումը դիսպերսային միջավայրով բազմաշերտ համառանցք լցված կլոր ալիքատարում: Կատարված է ճառագայթման դաշտի երկայնական բաղադրիչի վերլուծությունը ալիքատարի լայնական կտրվածքում: Զննարկված է չերենկովյան ճառագայթման մեխանիզմի օգտագործման հնարավորությունը արագացման երկփնջային եղանակի իրականացման համար:

CHERENKOV RADIATION IN WAVEGUIDE FILLED WITH
 A MULTILAYER COAXIAL DIELECTRIC

A.S.VARDANYAN

Fields of the Cherenkov radiation in a waveguide with a multilayer coaxial dispersive medium are determined. The analysis of the longitudinal components of the radiation field in the cross-section of the waveguide is carried out. An opportunity to use the Cherenkov radiation mechanism in the two-beam acceleration scheme is discussed.

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ДВУХУРОВНЕВОГО АТОМА С НЕМОНОХРОМАТИЧЕСКИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Г.Г. ГРИГОРЯН, Е.Т. ПАШАЯН, В.О. ЧАЛТЫКЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 4 марта 1999 г.)

Показано, что величина вероятности поглощения и дипольный момент атома обусловлены интерференцией между различными спектральными компонентами немонахроматического излучения, вовлеченными в нелинейный процесс взаимодействия. В случае нарушения симметрии спектрального распределения относительно резонансной частоты, атом может оказаться в возбужденном состоянии, даже если в спектре импульса не содержится резонансной компоненты.

Как известно, в точном резонансе, для спектрально-ограниченных импульсов вероятность перехода атома в возбужденное состояние определяется только площадью импульса (см., например, [1]), т.е.

$$|a_2(\infty)|^2 = \left| \sin \int_{-\infty}^{\infty} V dt \right|^2 = \sin^2 \tilde{V}(\omega_{21}), \quad (1)$$

где $\tilde{V}(\omega_{21})$ — спектральная компонента импульса на частоте атомного перехода. Таким образом, вероятность перехода зависит только от спектральной компоненты на резонансной частоте. Однако, как продемонстрировано в [2], при отличной от нуля расстройке резонанса вероятность перехода начинает существенно зависеть от формы временной огибающей. Зависимость от формы импульса означает, что не только спектральная компонента на резонансной частоте, но и все остальные компоненты вносят свой вклад в вероятность перехода [3].

В настоящей работе показано, что атом может оказаться в возбужденном состоянии после взаимодействия с импульсом, даже если в спектральном распределении импульса нет резонансной компоненты. Это объясняется тем, что такая компонента может излучаться в процессе нелинейного взаимодействия излучения с атомом. Кажущееся противоречие с [1] объясняется деструктивной интерференцией, обусловленной полной симметрией спектрального распределения импульса относительно частоты атомного перехода в случае точного резонанса, в то время как расстройка от резонанса нарушает эту симметрию.

В работе [4] приведен удобный способ использования нестационарной теории возмущений [5] для расчета с требуемой

точностью вероятности возбуждения двухуровневого атома в поле импульса излучения. Для указанной вероятности во втором порядке была получена формула ($a_2(-\infty) = 0$)

$$|a_2(+\infty)|^2 = \left| V(\omega_{21}) - \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{V^*(\omega_1 + \omega_2 - \omega_{21})V(\omega_1)V(\omega_2)d\omega_1 d\omega_2}{(\omega_{21} - \omega_1 + i\varepsilon)(\omega_{21} - \omega_2 - i\varepsilon)} \right|^2, \quad (2)$$

где $V(\omega)$ - фурье-образ частоты Раби $V(t) = \frac{\mathbf{E}(t)\mathbf{d}_{12}}{\hbar}$, $\mathbf{E}(t)$ - напряженность поля лазерного импульса, \mathbf{d}_{12} - дипольный момент атомного перехода. Если спектральная форма и ширина импульса излучения позволяют, не нарушая условий применимости двухуровневой модели, выделить несущую частоту (ω_0), то в формуле (2) можно перейти к резонансному приближению:

$$|a_2(+\infty)|^2 = \left| \tilde{V}(\omega_{21}) - \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\tilde{V}^*(\omega_1 + \omega_2 - \Delta)\tilde{V}(\omega_1)\tilde{V}(\omega_2)d\omega_1 d\omega_2}{(\Delta - \omega_1 + i\varepsilon)(\Delta - \omega_2 - i\varepsilon)} \right|^2, \quad (3)$$

где $\tilde{V}(\omega)$ есть фурье-образ функции $\tilde{V}(t) = -\frac{\mathbf{E}(t)\mathbf{d}_{12}}{\hbar}$, $\mathbf{E}(t)$ - огибающая импульса, $\Delta = \omega_{21} - \omega_0$. В этом же приближении для фурье-компоненты дипольного момента атома в поле имеем

$$\mathbf{D}(\omega) = -\frac{\mathbf{d}_{12}}{\Delta - \omega - i\varepsilon} \left(\tilde{V}(\omega) - \frac{1}{2\pi^2} \tilde{V}_{\text{нл}}(\omega) \right), \quad (4)$$

$$\tilde{V}_{\text{нл}}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\tilde{V}(\omega - \omega_1 + \omega_2)\tilde{V}(\omega_1)\tilde{V}^*(\omega_2)}{(\Delta - \omega_1 - i\varepsilon)(\Delta - \omega_2 + i\varepsilon)} d\omega_1 d\omega_2. \quad (4')$$

Второй член в выражении (4) описывает процессы четырехфотонного смещения $(\omega - \omega_1 + \omega_2) + \omega_1 - \omega_2 \rightarrow \omega$, где ω_1 и ω_2 принадлежат спектру падающего импульса. Легко показать, что остальные члены ряда описывают подобные же многофотонные процессы высшего порядка.

Выражение (3) показывает, что, даже если в спектре импульса нет резонансной компоненты, подобная компонента рождается в процессе нелинейного взаимодействия и вероятность перехода может отличаться от нуля в следующих порядках теории возмущений. Например, во втором приближении необходимым условием для этого является наличие ненулевой спектральной компоненты хотя бы на одной из трехфотонных частот, т.е. $\tilde{V}(\omega_{21} - \omega_1 - \omega_2)$.

Отметим, что как следует из формул (4), (4'), четырехфотонные (а также высшего порядка) параметрические процессы приводят к уширению спектра импульса, что в свою очередь обуславливает фазовую самомодуляцию при распространении в среде [6,7]). В случае спектрально-ограниченных импульсов в точном резонансе спектр не уширяется, а фазовая самомодуляция отсутствует (см., например, [6]). Это объясняется деструктивной интерференцией между различными спектральными компонентами, излученными в процессе нелинейного взаимодействия. Для иллюстрации рассмотрим два импульса, несущие частоты которых находятся в точном резонансе, временные огибающие имеют вид

$$\begin{aligned}
 V_1(t) &= \frac{1}{2\pi} \frac{V_0}{1+(t/T)^2} \exp\left\{-i \operatorname{arctg} \frac{2t/T}{1-(t/T)^2}\right\}, \\
 V_2(t) &= \frac{1}{\pi} \frac{V_0}{1+(t/T)^2} \cos\left\{\operatorname{arctg} \frac{2t/T}{1-(t/T)^2}\right\},
 \end{aligned} \tag{5}$$

а спектральные распределения являются вещественными функциями частоты. Спектральное распределение первого импульса несимметрично, а второго - симметрично относительно частоты резонансного перехода. Особенностью этих импульсов является то, что, хотя несущая частота равна частоте атомного перехода, спектральная компонента $V(\omega_{21})=0$ в обоих случаях и вероятность перехода в первом приближении теории возмущений также равна нулю: $|a_2|^2=0$. Однако уже в следующем приближении для первого

импульса вероятность перехода $|a_2|^2 = \left(\frac{(V_0 T)^2}{16\pi^2}\right)^2$ отлична нуля, в то

время как для второго импульса вероятность поглощения остается равной нулю. Это указывает на то, что в случае симметричного спектрального распределения имеет место деструктивная интерференция между различными спектральными компонентами, излученными в нелинейных многофотонных процессах, в то время как в случае несимметричного спектрального распределения некоторые спектральные компоненты интерферируют конструктивно.

Приведем расчеты, наглядно демонстрирующие вышесказанное. Рассмотрим вначале бихроматическое поле $V(\omega) = V_0 \delta(\omega - \omega_{01}) + V_1 \delta(\omega - \omega_{02})$. Подставляя это выражение в (2), получим

$$\begin{aligned}
 |a_2(\infty)|^2 &= \left| V_0 \delta(\omega_{21} - \omega_{01}) + V_1 \delta(\omega_{21} - \omega_{02}) - \right. \\
 &- \frac{1}{4\pi^2} \delta(\omega_{01} - \omega_{21}) \left\{ \frac{V_0 |V_0|^2}{(\omega_{21} - \omega_{01})^2 + \varepsilon^2} + \frac{2|V_1|^2 V_0 ((\omega_{21} - \omega_{01})(\omega_{21} - \omega_{02}) + \varepsilon^2)}{((\omega_{21} - \omega_{01})^2 + \varepsilon^2)((\omega_{21} - \omega_{02})^2 + \varepsilon^2)} \right\} - \\
 &- \frac{1}{4\pi^2} \delta(\omega_{02} - \omega_{21}) \left\{ \frac{V_1 |V_1|^2}{(\omega_{21} - \omega_{02})^2 + \varepsilon^2} + \frac{2|V_0|^2 V_1 ((\omega_{21} - \omega_{01})(\omega_{21} - \omega_{02}) + \varepsilon^2)}{((\omega_{21} - \omega_{01})^2 + \varepsilon^2)((\omega_{21} - \omega_{02})^2 + \varepsilon^2)} \right\} - \\
 &- \left. \frac{1}{4\pi^2} \delta(2\omega_{01} - \omega_{02} - \omega_{21}) \frac{V_1^* V_0^2}{(\omega_{21} - \omega_{01})^2 + \varepsilon^2} - \frac{1}{4\pi^2} \delta(2\omega_{02} - \omega_{01} - \omega_{21}) \frac{V_0^* V_1^2}{(\omega_{21} - \omega_{02})^2 + \varepsilon^2} \right|^2.
 \end{aligned} \tag{6}$$

т.е. атом может быть возбужден, даже если в спектре падающего поля отсутствует резонансная компонента, т.е. $\omega_{0i} \neq \omega_{21}$ ($i = 1, 2$), но имеется "трехфотонная", т.е. удовлетворяющая одному из двух условий: $2\omega_{01} - \omega_{02} = \omega_{21}$ или $2\omega_{02} - \omega_{01} = \omega_{21}$. Заметим, что эти условия могут удовлетворяться лишь в случаях, когда обе компоненты бихроматического поля расположены по одну сторону от резонансной частоты.

В случае эквидистантного тетрахроматического поля $V(\omega) = V_1\delta(\omega - \omega_{01}) + V_2\delta(\omega - \omega_{02}) + V_3\delta(\omega - \omega_{03}) + V_4\delta(\omega - \omega_{04})$, где $\omega_{01} = \omega_{21} + \Omega$, $\omega_{02} = \omega_{21} + 2\Omega$, $\omega_{03} = \omega_{21} - \Omega$, $\omega_{04} = \omega_{21} - 2\Omega$, имеем

$$|a_2(\infty)|^2 = \frac{\delta^2(0)}{(\Omega^2 + \varepsilon^2)^2} |V_1^2 V_2^* + V_3^2 V_4^* - V_1 V_4 V_3^* - V_2 V_3 V_1^*|^2. \quad (7)$$

Легко видеть, что если выполняется условие $V_1 V_2^* = V_4 V_3^*$ (симметричное спектральное распределение), то вероятность перехода обращается в нуль. Вероятность перехода максимальна, если выполняется условие $V_1 V_2^* = -V_4 V_3^*$. Следовательно, соотношение между фазами и интенсивностями спектральных компонент поля определяет вероятность перехода атома [3]. Следовательно, в спектре симметричного импульса интерференция между компонентами поля может привести к нулевой населенности верхнего уровня в зависимости от фазовых соотношений.

Таким образом, если в случае точного резонанса вероятность перехода зависит только от спектральной компоненты на резонансной частоте, то в случае отстройки от резонанса (или фазово-модулированных импульсов) атом может возбуждаться резонансной частотой, рожденной в процессе нелинейного взаимодействия. Кажущееся отсутствие подобного параметрического взаимодействия в случае точного резонанса обусловлено деструктивной интерференцией, которую обеспечивает полная симметрия спектра.

Авторы выражают благодарность М.Л.Тер-Микаеляну за многочисленные обсуждения и полезные замечания.

Работа выполнена в рамках научной темы 96-772, финансируемой из государственных централизованных источников Республики Армения.

ЛИТЕРАТУРА

1. S.L.McCall, E.L.Nahn. Phys. Rev. Lett., **18**, 308 (1967).
2. P.R.Berman, Lixin Yan, Keng-Hwee Chiam, Ruwang Sung. Phys. Rev. A, **57**, 1 (1998).
3. В.Е.Мкртчян, В.О.Чалтыкян. ДАН Арм. ССР, **81**, 186 (1985).
4. Г.Г.Григорян, Е.Т.Пашаян, В.О.Чалтыкян. Изв. НАН Армении, Физика, **34**, 266 (1999).
5. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Квантовая механика. М., Наука, 1980.
6. L.W.Casperson. Phys. Rev. A, **57**, 609 (1998).
7. M.L.Ter-Mikaelyan, G.G.Grigoryan. Laser Physics, **5**, 1171 (1995).

INTERFERENCE EFFECTS IN INTERACTION OF TWO-LEVEL ATOM WITH NONMONOCHROMATIC RADIATION

G.G. GRIGORYAN, Y.T. PASHAYAN, V.O. CHALTYKYAN

It is shown that absorption probability and atom dipole moment spectrum are governed by interference between different spectral components of nonmonochromatic radiation involved in nonlinear interaction process. Spectral distribution symmetry with respect to the resonance frequency being destroyed, the atom can be excited even if there is no resonance component.

ВНУТРИЗОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ ПРИ ДИСЛОКАЦИОННОМ МЕХАНИЗМЕ РАССЕЯНИЯ

А.П. ДЖОТЯН, Э.В. ГАЛСТЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 7 мая 1998 г.)

Рассмотрено внутризонное поглощение света в беспримесных полупроводниках с невырожденной зонной структурой при дислокационном механизме рассеяния носителей заряда. Расчеты проведены для винтовой дислокации. Получено выражение для коэффициента поглощения, усредненное по распределению носителей в зоне.

1. Введение

При частотах, меньших частоты, соответствующей краю поглощения, можно наблюдать внутризонное поглощение света [1]. В работе [2] было рассмотрено поглощение света свободными носителями заряда при рассеянии их на колебаниях решетки и на примеси. В настоящей работе вычисляется коэффициент внутризонного поглощения при новом – дислокационном механизме рассеяния носителей заряда. Последний механизм может сыграть решающую роль при поглощении света высокосоввершенными беспримесными кристаллами, используемыми в современной полупроводниковой технике, в которых дислокации неминуемо возникают в процессе роста [3,4].

2. Общее выражение для коэффициента внутризонного поглощения света

Коэффициент внутризонного поглощения определяется, как известно [1], выражением

$$\alpha = \frac{W}{NVv}, \quad (1)$$

где N – число фотонов в единице объема, $v = \frac{c}{n}$ – фазовая скорость света, W – число переходов системы из начального состояния в конечное, V – объем образца.

Для W имеем выражение [3]

$$W = \frac{2\pi}{\hbar} \left\langle \sum_m |M_{f0}|^2 \cdot \delta(E_f - E_0) \right\rangle, \quad (2)$$

где угловые скобки означают усреднение по начальным состояниям M_{j0} – матричный элемент второго порядка для процесса поглощения электроном фотона с последующим рассеянием на рассеивающем центре, E_f – энергия системы в конечном состоянии, E_0 – в начальном центре, При упругом рассеянии на рассеивающем центре коэффициент поглощения получаем [5]

$$\alpha(\omega) = \frac{2\pi}{\hbar} \frac{1}{N_v V} < \sum_f |(V_s)_{k_f k_0}|^2 [(V_{on})_{k_0 k_0} - (V_{on})_{k_f k_f}]^2 \times (\hbar\omega)^{-2} \delta(E(k_f) - E(k_0) - \hbar\omega) >, \quad (3)$$

где k_0 – начальный, k_f – конечный волновые векторы электрона, (V_{on}) – матричный элемент, связанный с поглощением фотона, а (V_s) – матричный элемент, обусловленный упругим рассеянием на рассеивающем центре. Как известно [1], возмущение, связанное действием слабой световой волны, описывается гамильтонианом

$$\hat{H}' = \frac{e}{m_0 c} \mathbf{A} \hat{\mathbf{p}}, \quad (4)$$

где $\mathbf{A}(\mathbf{r})$ – вектор-потенциал электромагнитного поля световой волны, m_0 – масса свободного электрона, c – скорость света, $\mathbf{A} = A_0 \mathbf{e} e^{i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)}$, где \mathbf{k} , ω – волновой вектор и частота падающей световой волны, $A_0 = \frac{\sqrt{2\pi N \hbar \omega}}{k}$, \mathbf{e} – вектор поляризации волны.

Пользуясь для описания состояний носителей в отдельной зоне волновой функцией, имеющей вид плоской волны

$$\psi_{\mathbf{k}} = \frac{1}{\sqrt{V}} \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}), \quad (5)$$

для матричного элемента, связанного с поглощением электроном фотона, имеем:

$$(V_{on})_{k_0 k_0} = \frac{e\hbar}{m_0 c} A_0 \mathbf{e} \mathbf{k}_0; \quad (V_{on})_{k_f k_f} = \frac{e\hbar}{m_0 c} A_0 \mathbf{e} \mathbf{k}_f. \quad (6)$$

Найдем вид матричного элемента $(V_s)_{k_f k_0}$, описывающего рассеяние носителей заряда на винтовой дислокации. Взаимодействие носителей заряда с винтовой дислокацией обусловлено искажениями решетки, порожденными дислокацией. В изотропном кристалле с параболическим законом дисперсии незранированный потенциал поля, создаваемого винтовой дислокацией, имеет аксиальную симметрию и может быть представлен в цилиндрических координатах в виде [6]

$$V_s = \frac{\beta}{\rho} \quad (7)$$

(дислокация расположена вдоль оси OZ), β – константа, определяемая типом кристалла; потенциал (7) при любом знаке β обуславливает рассеяние носителей.

С учетом (5) для матричного элемента рассеяния на дислокационном потенциале (7) получаем

$$(V_s)_{k_f k_0} = \frac{2\pi^2 \beta}{V} \delta(k_z^0 - k_z^f) \cdot \frac{1}{|k_{\perp}^0 - k_{\perp}^f|}, \quad (8)$$

где k_{\perp}^0, k_{\perp}^f – квазиимпульсы носителя до и после рассеяния в плоскости, перпендикулярной оси дислокации.

3. Расчет коэффициента поглощения света

Рассмотрим случай, когда свет падает по оси OZ, а вектор поляризации \mathbf{e} расположен в плоскости XOY; угол между \mathbf{k}_0 и OZ обозначим через ϑ_0 (рис.1).

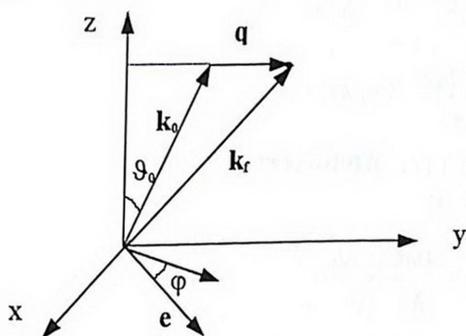


Рис.1. Взаиморасположение векторов начальных и конечных состояний носителей заряда и вектора поляризации света.

Для расчета коэффициента поглощения света по формуле (3) заменим суммирование по конечным состояниям \mathbf{k}_f суммированием по векторам \mathbf{q} ($\mathbf{q} = \mathbf{k}_f - \mathbf{k}_0$) с последующим переходом от суммирования

к интегрированию $\left(\sum_{\mathbf{q}} \rightarrow \frac{2V}{(2\pi)^3} \int d^3 \mathbf{q} \right)$.

В результате вычислений, после усреднения по направлениям \mathbf{k}_0 , получаем:

$$\alpha(\omega) = C \int_0^{\infty} q dq \int_{-1}^1 d \left(\frac{\hbar^2 q^2}{2m} + \frac{\hbar^2 q k_0 \sin \vartheta_0}{m} - \hbar \omega \right) d \cos \vartheta_0, \quad (9)$$

где $C = \frac{2\pi^3 e^2 \beta^2 L}{c n \omega^3 m_0 V^2}$, L – размер образца вдоль оси OZ.

Приравнявая к нулю аргумент δ -функции, находим значения импульса передачи q , удовлетворяющие закону сохранения энергии:

$$\begin{aligned} q_1 &= -k_0 \sin \vartheta_0 + \sqrt{k_0^2 \sin^2 \vartheta_0 + \frac{2m\omega}{\hbar}}, \\ q_2 &= -k_0 \sin \vartheta_0 - \sqrt{k_0^2 \sin^2 \vartheta_0 + \frac{2m\omega}{\hbar}}. \end{aligned} \quad (10)$$

Второй корень не имеет физического смысла, т.к. отрицателен; значения первого корня лежат в интервале

$$q_{\min} \leq q_1 \leq q_{\max}, \quad (11)$$

где $q_{\min} = k_0 \left(\sqrt{1 + \frac{\hbar\omega}{E_{k_0}}} - 1 \right)$, $q_{\max} = k_0 \left(\sqrt{\frac{\hbar\omega}{E_{k_0}}} \right)$, $E_{k_0} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$ — начальная кинетическая энергия носителя заряда.

С учетом (11) выражение для $\alpha(\omega)$ представим в интегральном виде:

$$\alpha(\omega) = C \cdot \frac{4m}{\hbar^2} \left\langle \int_{q_{\min}/2k_0}^{q_{\max}/2k_0} \frac{z^2 - c}{\sqrt{z^2 - (z^2 - c)^2}} dz \right\rangle, \quad (12)$$

где $z = \frac{q}{2k_0}$, $c = \frac{\hbar\omega}{4E_{k_0}}$.

Интеграл в (12) вычисляется точно [7], в результате вычислений для $\alpha(\omega)$ получаем:

$$\alpha(\omega) = \frac{4mC}{\hbar^2} \left\langle \frac{\sqrt{t+1}-1}{2} F(\chi, p) - \frac{\sqrt{t+1}-1}{2} F(\chi, p) + 1 \right\rangle, \quad (13)$$

где $t = \frac{\hbar\omega}{E_{k_0}}$, $F(\chi, p)$ и $E(\chi, p)$ — эллиптические интегралы I и II родов;

$$\chi = \arcsin \frac{(\sqrt{t+1}+1)}{t} \sqrt{\frac{\sqrt{t+1}-1}{2\sqrt{t+1}}}; \quad p = \frac{2\sqrt{t+1}}{\sqrt{t+1}+1}. \quad (14)$$

При усреднении (13) по начальным состояниям воспользуемся статистикой Максвелла-Больцмана; критерий применимости к электронам в зоне проводимости (к дыркам в валентной зоне) состоит в выполнении неравенства $(2\pi m^* kT)^{3/2} / 4\pi^3 \hbar^3 n \gg 1$, что для полупроводников с $m^* \approx 10^{-28}$ г и $n \approx 10^{18}$ см⁻³ реализуется и при комнатных температурах [1].

После усреднения (13) по начальным состояниям на основе статистики Максвелла-Больцмана методом перевала (функции $E(\chi, p)$ и $F(\chi, p)$ изменяются медленно в допустимой области изменения аргументов, а функция $y = k_0^2 \exp\left(-\frac{\hbar^2 k_0^2}{2mkT}\right)$ достигает максимума в точке

$k_0 = \frac{2mkT}{\hbar^2}$), получаем

$$\alpha(\omega) = \frac{4\pi^3 \hbar e^2 m n_e N_D}{(\hbar\omega)^3 c n m_0^2} \times \left\{ 2 - E(\chi', p') - F(\chi', p') - \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} \Gamma\left(\frac{3}{2}\right) \frac{\hbar\omega}{kT} [E(\chi', p') - F(\chi', p')] \right\}, \quad (15)$$

где χ', p' по-прежнему определяются выражениями (14), но при значении $t = \frac{\hbar\omega}{kT}$; $\Gamma\left(\frac{3}{2}, \frac{\hbar\omega}{kT}\right)$ — неполная гамма-функция, n_e — концентрация электронов в объеме образца, N_d — концентрация дислокаций (число их на единицу поверхности).

4. Асимптотические выражения для коэффициента поглощения

Найдем вначале асимптотические разложения для $\alpha(\omega)$ в области высоких температур, $\hbar\omega < kT$ (классический предел). Воспользуемся выражениями (15) и (14) и с учетом малости величины $t = \frac{\hbar\omega}{kT} < 1$ разложим в ряд выражения для аргументов p' и χ' эллиптических интегралов $F(\chi, p)$ и $E(\chi', p')$. Легко видеть, что при $t \rightarrow 0$ эллиптические интегралы $F(\chi, p)$ и $E(\chi', p')$ переходят в полные $E(p')$ и $K(p')\left(\chi \rightarrow \frac{\pi}{2}\right)$ и выражение для $\alpha(\omega)$ принимает вид

$$\alpha(\omega) \approx \frac{1}{(\hbar\omega)^2} \frac{1}{2kT} [K(p') - E(p')] = \frac{1}{(\hbar\omega)^2} \cdot \frac{1}{2kT} p'^2 D(p'), \quad (16)$$

где $D(p')$ — эллиптический интеграл 3-го рода [7]:

$$p'^2 D(p') = K(p') - E(p'). \quad (17)$$

Таким образом, в области $t < 1$ $\alpha(\omega) \sim (\hbar\omega)^{-2}$, что соответствует классическому пределу. Действительно, согласно классической теории поглощения света свободными носителями, в области $\hbar\omega < kT$ коэффициент внутризонного поглощения света

$$\alpha(\omega) \sim \frac{1}{1 + \omega^2 \tau^2}. \quad (18)$$

где τ — время свободного пробега носителя заряда.

При $\omega\tau \gg 1$ из (18) получаем

$$\alpha(\omega) \sim \frac{1}{(\hbar\omega)^2}. \quad (19)$$

В противоположном случае $t > 1$ $\left(\frac{\hbar\omega}{kT} > 1\right)$ находим: $p' < 1$, $\chi' \approx \frac{\pi}{4}$.

Тогда

$$\begin{aligned} \alpha(\omega) &\approx \frac{1}{(\hbar\omega)^3} \left\{ \left(\frac{\hbar\omega}{kT}\right)^{1/2} \left[F\left(\frac{\pi}{4}, p'\right) - E\left(\frac{\pi}{4}, p'\right) \right] + 2 \right\} \approx \\ &\approx \frac{C}{(\hbar\omega)^3} \left\{ \left(\frac{\hbar\omega}{kT}\right)^{1/2} p'^2 D\left(\frac{\pi}{4}, p'\right) + 2 \right\} \approx \frac{2C}{(\hbar\omega)^3} \sim (\hbar\omega)^{-3}. \end{aligned} \quad (20)$$

5. Обсуждение результатов

Оценим величину коэффициента поглощения света при комнатной температуре при фиксированном значении ω на основе формулы (15). Экспериментально внутризонное поглощение света

легче наблюдать, когда частота электромагнитной волны $\omega < \frac{E_G}{\hbar}$ (для

Ge это условие выполняется при частотах $\omega < 10^{15} \text{ с}^{-1}$).

При $T \approx 300 \text{ К}$ и $\omega = 10^{14} \text{ с}^{-1}$ для $\alpha(\omega)$ из (15) получаем:

$$\alpha_d \approx 4 \cdot 10^{-28} n_e N_d. \quad (21)$$

Сравним величину $\alpha_d(\omega)$ при дислокационном механизме рассеяния со значениями коэффициента поглощения при рассеянии на фононах ($\alpha_p(\omega)$) и на примеси ($\alpha_i(\omega)$)[1]. Согласно [1]

$$\alpha_p(\omega) = \frac{16n_e e^2 G^2 (2m^*)^{1/2}}{cn\hbar^2 s^2} \frac{kT}{(\hbar\omega)^{3/2}} \left(1 + \frac{2E_k}{\hbar\omega}\right) \left(1 + \frac{2E_k}{\hbar\omega}\right)^{1/2}, \quad (22)$$

где s – скорость распространения продольных акустических волн в кристалле, G – константа, ρ – плотность кристалла. При $\omega \approx 10^{14} \text{ с}^{-1}$ и $T = 300 \text{ К}$ $\alpha_p \approx 2 \cdot 10^{-17.5} n_e$ и $\frac{\alpha_d}{\alpha_p} \approx 1$ при концентрации дислокаций $N_d \approx 10^{10} \text{ см}^{-1}$.

При примесном механизме рассеяния имеем [1]

$$\alpha_i = \frac{16\sqrt{2}\pi^2 e^6 \hbar^2}{3cn^5 (m^*)^{3/2} (\hbar\omega)^{7/2}} N_i n_e, \quad (23)$$

где N_i – концентрация примесных центров.

Из сравнения (21) и (23) при $\omega \approx 10^{14} \text{ см}^{-1}$ и $T \approx 300 \text{ К}$ получаем:

$$\alpha_d/\alpha_i = 10^{8.5} N_d/N_i. \quad (24)$$

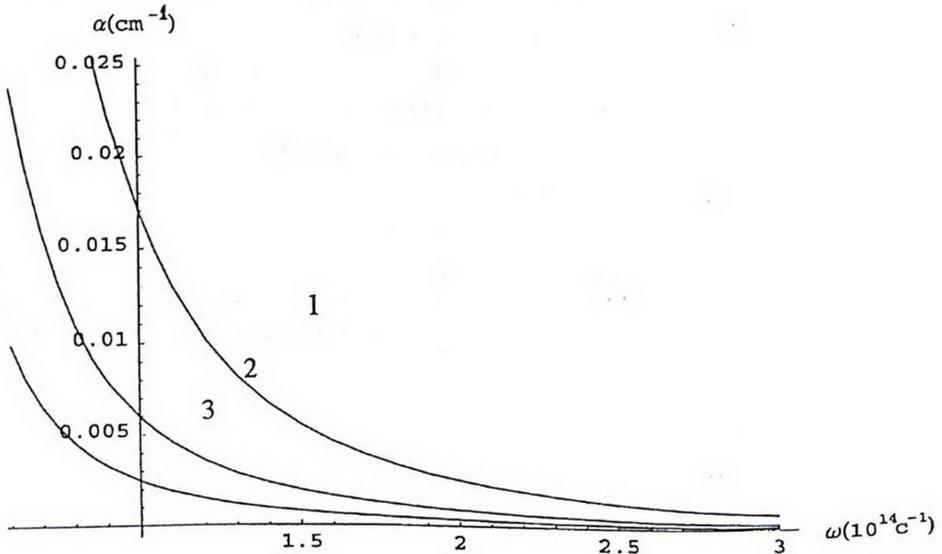


Рис.2. Зависимость коэффициента внутризонного поглощения света от частоты при дислокационном механизме рассеяния при различных температурах ($n_e = 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $N_d = 10^9 \text{ см}^{-2}$). 1 – 50К, 2 – 100К, 3 – 250К.

Отсюда видно, что при концентрации примесных центров $N_i \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$ дислокационный механизм рассеяния дает равный вклад в поглощение при концентрации дислокаций $N_d \approx 10^9 \text{ см}^{-2}$.

Графически зависимость коэффициента поглощения при различных температурах и концентрациях носителей заряда $n_e = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и дислокаций $N_d \approx 10^9 \text{ см}^{-2}$ приведена на рис.2.

В заключение выражаем благодарность академику Э.М.Казаряну и профессору А.А.Киракосяну за плодотворные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.И.Ансельм. Введение в теорию полупроводников. М., Наука, 1979.
2. Н.И.Фань. УФН, 54, 316 (1958).
3. А.А.Киракосян, М.К.Кумашян, К.А.Мхоян, А.А.Саркисян. Известия НАН Армении, Физика, 30, 208 (1995).
4. Е.М.Kazaryan, К.А.Mkhoyan, Н.А.Sargsyan. Thin Solid Films, 302, 54 (1997).
5. R.Rozenberg, M.Lax. Phys. Rev., 112, 843 (1958).
6. В.Л.Бонч-Бруевич. ФТТ, 3, 36 (1961).
7. И.С.Градштейн, И.М.Рыжик. Таблицы интегралов, сумм, рядов, произведений. М., Наука, 1962.

ԼՈՒՅՄԻ ՆԵՐԳՈՏԻԱԿԱՆ ԿԼԱՆՈՒՄԸ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻՉՆԵՐՈՒՄ ԴԻՍԼՈԿԱՑԻՈՆ ՑՐՄԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Ա.Պ. ԶՈԹՅԱՆ, Է.Վ. ԳԱԼՍՏՅԱՆ

Դիտարկված է լույսի ներգոտիական կլանումը չայլասերված գոտիական կառուցվածքով ոչխառնուրդային կիսահաղորդիչներում լիցքակիրների ցրման դիսլոկացիոն մեխանիզմի դեպքում: Հաշվարկները կատարված են սլոտտակային դիսլոկացիայի համար: Ստացված է գոտում լիցքակիրների բաշխմամբ միջինացված անալիտիկ արտահայտություն կլանման գործակցի համար:

INNER-BAND LIGHT ABSORPTION IN SEMICONDUCTORS WITH DISLOCATION MECHANISM OF SCATTERING

A.P. DJOTYAN, E.V. GALSTYAN

Inner-band absorption of light in pure semiconductors with a non-degenerate band structure for dislocation mechanism of charge carriers scattering is considered. The calculations are carried out for the case of a screw dislocation. The expression is obtained for the absorption coefficient averaged over the distribution of charge carriers in a band.

УДК 535.34

ОПТИЧЕСКОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ КРИСТАЛЛОВ НИОБАТА ЛИТИЯ, ЛЕГИРОВАННЫХ ГАФНИЕМ И МАГНИЕМ

В.Г. БАБАДЖАНЯН¹, Г.Г. ДЕМИРХАНЯН², Э.П. КОКАНЯН¹¹Институт физических исследований НАН Армении²Армянский государственный педагогический институт

(Поступила в редакцию 30 марта 1999 г.)

Исследованы фундаментальное поглощение матрицы в ультрафиолетовой и полоса поглощения ОН-радикала в инфракрасной спектральных областях чистых кристаллов ниобата лития конгруэнтного и стехиометрического составов и тех же кристаллов конгруэнтного состава, легированных примесями гафния и магния. Развита простая теоретическая модель расчета частоты колебаний ОН-радикала в матрице ниобата лития и проведено сравнение с экспериментом.

1. Введение

Благодаря уникальному сочетанию отличных пьезоэлектрических, хороших нелинейных и электро-оптических, механических и других свойств кристаллы ниобата лития (НЛ) нашли широкое применение во многих акусто- и нелинейно-оптических, опто-электронных, фоторефрактивных, волноводных и лазерных устройствах квантовой электроники [1-6]. Поэтому естественен повышенный интерес к различным исследованиям НЛ, в том числе влияния примесей на состав и физические свойства этого материала. Большинству из применений НЛ, особенно в видимом спектральном диапазоне, препятствовало "оптическое повреждение" кристаллов вдоль трека светового пучка, обусловленное фоторефрактивным эффектом. Однако, начиная с 1986 года [7], было обнаружено, что введение некоторых примесей (а именно, магния, цинка, индия и скандия) в количествах, превышающих определенные пороговые значения, приводит к существенному подавлению фоторефрактивного эффекта кристаллов НЛ [8-10]. Недавно этот ряд пополнился новой "нефоторефрактивной" примесью – гафнием [11], в связи с чем и возник интерес к исследованиям кристаллов НЛ, легированных различными концентрациями этой примеси. Из литературы известны работы относительно влияния примеси гафния на различные характеристики НЛ, однако ее концентрации в исследуемых материалах были довольно низкими (не более 1 моль.%) [12-16] и не доходили до порогового значения (~ 6 моль.%) [11].

Среди многочисленных методов изучения состава и свойств выращиваемых кристаллов НЛ благодаря достаточной информативности, оперативности, неразрушаемости и воспроизводимости, особое место занимают оптические методы, а

среди последних – исследования зависимостей полосы поглощения ОН-гидроксильной группы и края фундаментального поглощения от состава матрицы [17,18], типа и концентрации легирующей примеси [8-10,19,20]. Отметим, что полоса поглощения ОН-радикала, присутствующего всегда в выращиваемых кристаллах НЛ, является естественным и весьма удобным оптическим зондом внутрикристаллического поля основы.

В настоящей работе приведены результаты исследований оптического поглощения в ультрафиолетовой и инфракрасной областях спектра, проведенных на легированных различными концентрациями примесей гафния и магния кристаллах НЛ конгруэнтного состава, а также на номинально чистых кристаллах НЛ конгруэнтного и стехиометрического составов. Оценены концентрации ОН-групп в исследованных кристаллах и определены характеристики их спектров. Развита простая теоретическая модель для оценки частоты колебаний ОН-группы в матрице НЛ, и проведено сравнение расчетных величин с экспериментальными данными. Некоторые предварительные результаты были опубликованы в [21].

2. Материалы и техника эксперимента

Исследования проводились на ориентированных и оптически полированных пластинах Y-срезов, изготовленных из соответствующих монокристаллов. Рост этих материалов осуществлялся методом Чохральского в платиновых тиглях на воздухе. Примеси гафния и магния в виде соответствующих окислов в количестве 4 и 6 моль.% (HfO_2) и 6 моль.% (MgO) добавлялись в исходную шихту НЛ конгруэнтного состава и в твердом состоянии гомогенизировались с последней. Для целей монокристаллизации и равномерного распределения примеси по объему кристаллов, в процессе роста к системе “кристалл-расплав” прикладывалось внешнее электрическое поле определенной величины и полярности. Рост кристаллов стехиометрического состава подробно описан в [22,23].

Спектры поглощения всех образцов в диапазоне длин волн 290-350 нм регистрировались на спектрофотометре Specord M40 со спектральным разрешением $\sim 1\text{\AA}$, а поляризованные спектры поглощения в области волновых чисел $3400\text{--}3600\text{см}^{-1}$ ($2817\text{--}2941\text{нм}$) – на спектрофотометре Specord M80 с разрешением $\sim 0.6\text{ см}^{-1}$. Все измерения проводились при комнатной температуре.

3. Результаты и обсуждение

На рис.1 приведены спектральные зависимости края фундаментального поглощения образцов НЛ номинально чистых, конгруэнтного и стехиометрического составов (кривые 1 и 4), а также легированных 4 и 6 моль.% окисью гафния (кривые 2 и 3) и 6 моль.% окисью магния (кривая 5) кристаллов НЛ конгруэнтного состава, соответственно. В качестве края фундаментального поглощения исследуемых материалов выбиралась та длина волны, коэффициент поглощения на которой равнялся 15 см^{-1} . Видно, что легирование НЛ примесью HfO_2 так же, как и в случае других нефоторефрактивных примесей [7-10], приводит к смещению края УФ поглощения основы в

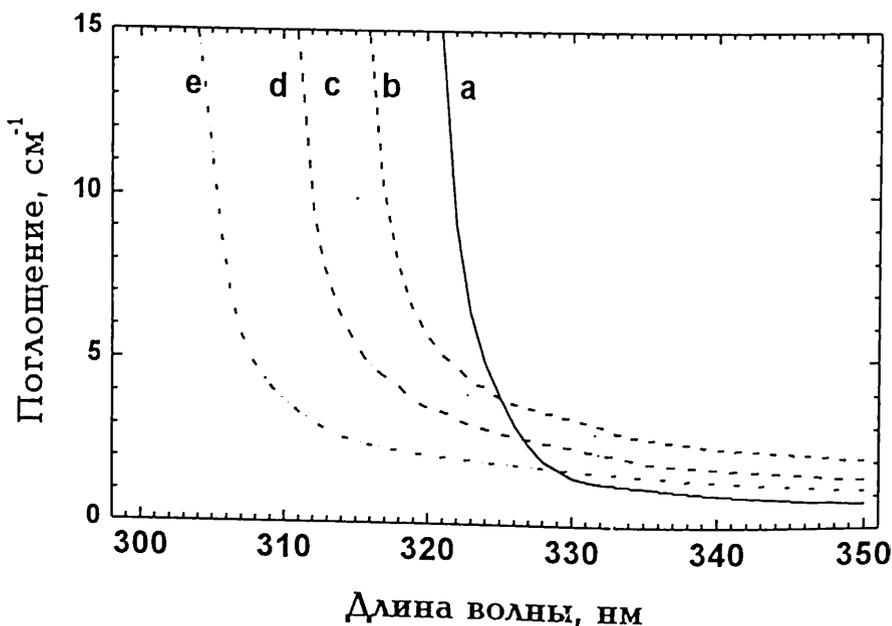


Рис.1. Спектры фундаментального поглощения исследованных кристаллов: а) номинально чистый НЛ конгруэнтного состава; б) НЛ с 4 моль.% HfO_2 ; в) НЛ с 6 моль.% HfO_2 ; г) НЛ с 6 моль.% MgO ; д) стехиометрический НЛ. В качестве края фундаментального поглощения выбрана длина волны, коэффициент поглощения на которой равен 15 см^{-1} .

синюю область спектра (к 314 нм) по сравнению с таковым для конгруэнтного НЛ (вблизи 321 нм), но не в той мере, как для стехиометрического ($\sim 304 \text{ нм}$).

Спектры поляризованного поглощения ($E_i \perp Z$) для всех исследованных кристаллов в диапазоне длин волн $3400\text{--}3600 \text{ см}^{-1}$ приведены на рис.2. Зарегистрированные полосы соответствуют переходу с основного на первое возбужденное колебательное состояние ОН радикала ($\nu=0 \rightarrow \nu=1$). Анализ полученных спектров показывает, что по сравнению с данными для номинально чистого конгруэнтного НЛ: а) пиковая и интегральная интенсивности ОН полосы сильно понижаются для конгруэнтного НЛ как с примесью гафния, так и магния, но особенно резко – для стехиометрического НЛ; б) легирование гафнием приводит к весьма малому сдвигу пика полосы ОН-поглощения ($\sim 5 \text{ см}^{-1}$ для 6 мол.% HfO_2) по сравнению с таковым ($\sim 50 \text{ см}^{-1}$) для кристалла с добавкой магния (6 моль.%), в то время как для стехиометрического НЛ имеет место сдвиг ОН-полосы ($\sim 20 \text{ см}^{-1}$) в противоположную сторону спектра; в) ярко выраженная асимметрия формы ОН-полосы конгруэнтного НЛ с добавкой гафния исчезает, но остается заметной для НЛ с магнием и даже для стехиометрического НЛ; г) введение примеси в конгруэнтный НЛ приводит к сужению полосы ОН-поглощения, но рекордно узкая полоса получена для стехиометрического кристалла ($\sim 4 \text{ см}^{-1}$), что свидетельствует о его структурном совершенстве.

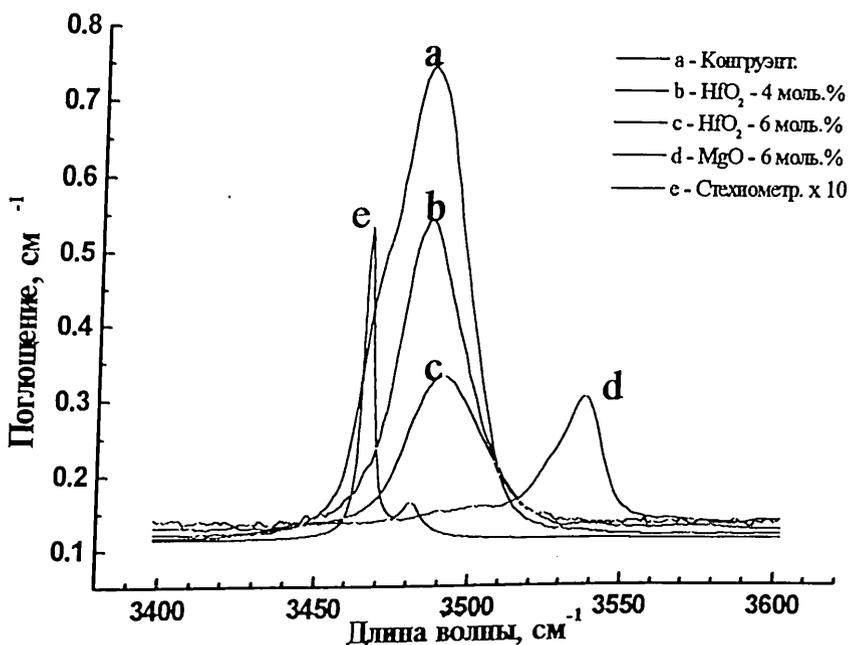


Рис.2. Поляризованные (перпендикулярно оптической оси) спектры поглощения ОН-групп в кристаллах: а) номинально чистый НЛ конгруэнтного состава; б) НЛ с 4 моль.% HfO_2 ; в) НЛ с 6 моль.% HfO_2 ; д) НЛ с 6 моль.% MgO ; е) стехиометрический НЛ.). Данные для стехиометрического НЛ умножены на 20, а для конгруэнтного НЛ с MgO — на 10.

Отметим, что ОН-полосы всех исследованных кристаллов полностью поляризованы в плоскости, перпендикулярной их оптической оси. В таблице 1 приведены параметры спектров ОН-групп изученных кристаллов, рассчитанных из рис.2. Отметим, что как величины пиков поглощения, так и площади этих спектров рассчитывались относительно пьедестала кривых, обусловленных поглощением самой матрицы. Величины концентраций ОН-центров оценены в предположении неизменности вероятности перехода между колебательными состояниями с $\nu = 0$ и $\nu = 1$ этого радикала в различных матрицах и равной величине $(3 \pm 1) \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ [24].

Кристаллы	Пиковая длина волны (λ_{max}), см^{-1}	Поглощение на λ_{max} , см^{-1}	Полуширина (на полувысоте), см^{-1}	Площади под кривыми, см^{-2}	Концентрация ОН-центров $\times 10^{-19}$, см^{-3}
НЛ – Конгруэнтный	3484.4	4.753	31.2	155.64	1.58
НЛ – Стехиометрич.	3466.4	0.129	3.6	0.85	0.04
НЛ + HfO_2 , 4 моль.%	3485.6	3.164	24	97.48	1.06
НЛ + HfO_2 , 6 моль.%	3490.4	1.553	30	54.51	0.52
НЛ + MgO , 6 моль.%	3537.2	0.141	20	5.45	0.05

Для оценки частоты ОН-колебаний в кристалле НЛ нами разработана простая теоретическая модель. В рамках этой модели предполагается, что атомы кислорода и водорода в ОН-радикале связаны потенциалом Морса [25], а кристаллическое поле решетки заменяется в первом приближении полем эффективного точечного заряда (ЭТЗ). Таким образом, потенциальную энергию атома водорода в кристалле можно записать в виде

$$V = D \cdot [1 - \exp(-\alpha \cdot |x - x_0|)]^2 + \frac{Ze^2}{|R + x|}. \quad (1)$$

Здесь D и α – параметры Морса [25]; ось x , начало которой совмещено с кислородом, направлена вдоль колебания; x_0 – положение равновесия в свободном ОН-радикале (без внешнего поля); R – расстояние ЭТЗ (с величиной заряда, равной Z) от атома кислорода. При наличии внешнего поля положение равновесия сместится на $|\Delta x| = |x_1 - x_0|$, а новое положение (x_1) определится из условия $\partial V / \partial x|_{x=x_1} = 0$:

$$|\Delta x| = \frac{1}{\alpha} \ln \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{1 - \frac{8Ze^2}{D\alpha R^2}} \right]. \quad (2)$$

Если ограничиться гармоническим приближением, то частота колебаний ω определится второй производной потенциальной энергии в точке положения равновесия $(\partial^2 V / \partial x^2)|_{x=x_1}$. Тогда, с учетом $\Delta x \ll R$, получим:

$$\omega = \omega_0 \left\{ 2 \cdot \exp(-2\alpha \cdot \Delta x) - \exp(-\alpha \Delta x) + \frac{2 \cdot [1 - \exp(-\alpha \Delta x)] \cdot \exp(-\alpha \Delta x)}{\alpha R} \right\}^{1/2}, \quad (3)$$

где $\omega_0 = \sqrt{(2D\alpha^2)/\mu}$ – частота ОН-колебаний в отсутствие внешнего поля, μ – приведенная масса. Выражение (3) существенно упрощается, если в его разложении по степеням $|\alpha \Delta x| \ll 1$ ограничиться линейными членами:

$$\omega = \omega_0 \sqrt{1 - \frac{3R\alpha - 2}{2R} \cdot \Delta x}. \quad (4)$$

Численные значения параметров поля ЭТЗ (R и Z) определяются из условия равенства напряженности кристаллического поля и поля ЭТЗ в точке нахождения атома кислорода:

$$\frac{Ze^2}{R^3} \cdot \bar{R} = \sum_i \frac{Z_i e^2}{R_i^3} \cdot \bar{R}_i, \quad (5)$$

где Z_i и R_i – эффективный заряд и радиус-вектор i -ого лиганда окружения. Для кристалла НЛ получены следующие значения параметров ЭТЗ: $Z \cong 1.2$ а.е. и $R \cong 5 \text{ \AA}$, с помощью которых из выражения (2) определено значение $\Delta x \cong 0.015 \text{ \AA}$. Подставляя эти величины в выражение (4) и используя известные из литературы численные значения параметров Морса ($D = 4.43$ эВ; $\alpha = 22.83 \text{ см}^{-1}$) и частоты колебаний свободного ОН-радикала ($\omega_0 = 3650 \text{ см}^{-1}$) [26], для частоты колебаний ОН-радикала в кристалле НЛ в рамках нашей

модели получено значение $\omega=3469 \text{ см}^{-1}$, которое хорошо согласуется с экспериментальной величиной $\omega_{\text{exp}} = 3466 \text{ см}^{-1}$ (см. таблицу 1).

Работа была финансирована частично грантом No.AP1-101 Американского Фонда Гражданских Исследований и Развития для Независимых Государств бывшего Советского Союза (CRDF) и частично грантом No. 96-767 Министерства образования и науки РА.

ЛИТЕРАТУРА

1. A.Rauber, in Current Topics in Material Science, edited by E.Kaldis. North Holland, Amsterdam, 1978.
2. I.P.Kaminov. An Introduction to Electro-optic Devices. New York, Academic Press, 1974.
3. R.C.Alferness, in Guided Wave Optoelectronics, edited by T.Tamir. New York, Springer, 1988.
4. E.Krätzig and O.F.Schirmer, in Photorefractive Materials and their Applications. Berlin, Springer, 1988.
5. E.Lallier. Appl. Opt., **31**, 5276 (1992).
6. A.Cordova-Plaza, T.Y.Fan, M.J.F.Digonnet, et al. Opt. Lett., **13**, 209 (1988).
7. G.-Guo Zhong, J.Jian, Z.-Kong Wu. Proc. 11th Intern. Quantum Electronics Conf., July, 1980 IEEE Cat. No. 80, CH-1561-0, p.631.
8. T.Volk, N.Rubinina, V.Pryalkin. Opt. Lett., **15**, 996 (1990).
9. T.Volk, M.Wöhlecke, N.Rubinina, N.V.Razumovski, F.Jermann, C.Fischer, R.Bower. Appl. Phys., A **60**, 217 (1995).
10. C.Yamamoto, K.Kitamura, N.Iyi, S.Kimura, Y.Furukava, M.Sato. Appl. Phys. Lett., **61**, 2156 (1992).
11. A.Petrosyan, R.Hovsepyan, E.Kokanyan, R.S.Feigelson. Abstracts of the XII Intern. Conf. on Crystals Growth, Jerusalem, Israel, July 26-31 1998, p.33.
12. G.T.Avanesyan, E.S.Vartanyan, R.S.Mikaelyan, R.K.Hovsepyan, A.R.Pogosyan. Phys. Stat. Sol. (a), **126**, 245 (1991).
13. L.Rebouta, J.C.Soares, M.F. da Silva, J.A.Sanz-Garcia, E.Diequez, F.Agullo Lopez. J. Mater. Res., **7**, 130 (1992).
14. C.Prieto, C.Zaldo. J. Phys.: Condens. Matter, **6**, L677 (1994).
15. L.Rebouta, M.F. da Silva, J.C.Soares, M.T.Santos, E.Diequez, F.Agullo-Lopez. Optical Materials, **4**, 174 (1995).
16. J.G.Marques, A.Kling, L.Rebouta, et al. Proc. of the Int. Symp. on Materials Science Applications of Ion Beam Tech. Seeheim (D), 9-12 Sept. 1996, Mat. Science Forum, p.67.
17. M.Wöhlecke, G.Corradi, K.Betzler. Appl. Phys., B **63**, 323 (1996).
18. I.Földvari, K.Polgar, R.Voszka, R.N.Balasanjan. Crystal Res. & Technol., **19**, 1659 (1984).
19. K.Polgar, L.Kovacs, I.Földvari, I.Cravero. Solid St. Commun., **59**, 375 (1986).
20. Y.Watanabe, T.Sota, K.Suzuki, N.Iyi, K.Kitamura, S.Kimura. J. Phys.: Condens. Matter, **7**, 3627 (1995).
21. V.Babajanyan, G.Demirkhanyan, E.Kokanyan. In Proceedings of the Armenian Conf. on Laser Physics "LP-98", Ashtarak, 1998, p.80.
22. G.Malovichko, V.Grachev, L.Yurchenko, V.Proshko, E.Kokanyan, V.Gabrielyan. Phys. Stat. Sol. (a), **133**, K29 (1992).
23. G.I.Malovichko, V.G.Grachev, E.P.Kokanyan, O.F.Schirmer, K.Betzler, B.Gather, F.Jermann, S.Klauer, U.Schlarb, M.Wöhlecke. Appl. Phys., A**56**, 103 (1993).
24. W.Bollman and H.-J.Stöhr. Phys. Stat. Sol. (a), **39**, 477 (1977).
25. Г.Герцберг. Спектры и строение простых свободных радикалов. М., Мир, 1974.
26. A.Gröne, S.Kapphan. J. Phys. Chem. Solids, **56**, 687 (1995).

ՀԱՖՆԻՈՒՄՈՎ ՈՒ ՄԱԳՆԵԶԻՈՒՄՈՎ ԼԵԳԻՐԱՅՎԱԾ ԼԻԹԻՈՒՄ
ՆԻՈԲԱՏԻ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ԿԼԱՆՈՒՄԸ

Վ.Գ. ԲԱԲԱՋԱՆՅԱՆ, Գ.Գ. ԴԵՄԻՐԽԱՆՅԱՆ, Է.Պ. ԿՈԿԱՆՅԱՆ

Հետազոտված են կոնցրուենտ և ստեխիոմետրիկ բաղադրության մաքուր, ինչպես նաև հաֆնիումի և մագնեզիումի խառնուրդներով լեգիրացված կոնցրուենտ բաղադրության լիթիումի նիոբատի բյուրեղների ֆունդամենտալ կլանումը ուլտրամանուշակագույն և մույն բյուրեղների ՕԻ-ռադիկալի կլանման շերտերը ինֆրակարմիր սպեկտրալ տիրույթներում: Ձաքգացված է լիթիումի նիոբատի բյուրեղներում ՕԻ-ռադիկալի տատանման հաճախությունների հաշվարկի պարզ տեսական մոդելը:

OPTICAL ABSORPTION OF LITHIUM NIOBATE CRYSTALS
DOPED WITH HAFNIUM AND MAGNESIUM

V.G. BABAJANYAN, G.G. DEMIRKHANYAN, E.P. KOKANYAN

Fundamental absorption edges of the host in the ultraviolet and OH-radicals' absorption bands in the infrared spectral regions of the pure lithium niobate crystals of congruent and stoichiometric compositions, as well as of the lithium niobate crystals of congruent composition doped with hafnium and magnesium impurities were investigated. Simple theoretical model for calculations of the OH-vibration frequency in the lithium niobate lattice is developed and comparison with experimental data is realized.

УДК 539.23

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССА ЛАЗЕРНОГО НАПЫЛЕНИЯ БОЛЬШЕРАЗМЕРНЫХ ПЛЕНОК МЕТОДОМ КАЧАЮЩЕЙСЯ МИШЕНИ

А.С.КУЗАНЯН, Г.Р.БАДАЛЯН, В.Е.КАРАПЕТЯН, А.М.ГУЛЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 24 мая 1999 г.)

Предложен метод лазерного напыления однородных по толщине большеразмерных тонких пленок. Особенностью метода является программируемое качание мишени вокруг оси, параллельной плоскости подложки, в то время как лазерный луч, фокальное пятно и подложка не передвигаются друг относительно друга. Толщина полученных этим методом пленок CuO и $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7.8}$ изменялась в пределах $\pm 3,3\%$ на подложках диаметром 100 мм.

Тонкие пленки различных веществ являются составной частью множества устройств, используемых в науке и технике. Среди различных методов получения эпитаксиальных тонких пленок метод лазерного напыления отличается тем, что одновременно обеспечивает высокую скорость напыления, хорошее соответствие между составами мишени и пленки, возможность изменения в широкой области давления газа в камере напыления. Большеразмерные тонкие пленки и многослойные структуры применяются во многих областях микроэлектроники и оптической индустрии. Однако, их получение методом лазерного напыления является сложной задачей, так как различна скорость массопереноса напыляемого вещества на разноудаленные от оси плазменного факела участки подложки. Данное обстоятельство препятствует получению однородных по толщине пленок на подложках диаметром более 20-30 мм обычным методом лазерного напыления. Основные способы лазерного напыления большеразмерных пленок представлены в [1]. В большинстве из них осуществляется взаимное перемещение лазерного луча, мишени и подложки. Среди других решений задачи получения большеразмерных пленок отметим относительно простой метод, использующий для обеспечения однородности толщины пленки экран-маску, расположенную в непосредственной близости от подложки [2]. Предложенный авторами [3] метод основан на известном факте, что ось плазменного факела, возникающего при попадании сфокусированного лазерного луча на мишень, перпендикулярна плоскости мишени в широком интервале углов падения лазерного луча и предполагает использование наклонной вращающейся мишени. Однако эта геометрия включает ряд существенных недостатков, вследствие которых трудно ожидать хорошей однородности толщины пленок, полученных этим методом.

В данной работе предложен метод, в котором ось плазменного факела контролируемо направляется на различные участки подложки, что позволяет добиться хорошей однородности толщины большемерных пленок.

Методика эксперимента

На рис.1 схематически показаны сущность предложенного метода и некоторые его особенности. Луч лазера падает на мишень, которая вращается вокруг оси, перпендикулярной ее плоскости и проходящей через центр мишени O . Фокальное пятно F находится на прямой AOA' , вокруг которой может качаться мишень. Прямая AOA' параллельна плоскости подложки, которая вращается вокруг оси $O'E$. Точка O' является центром подложки. Когда плоскость мишени параллельна плоскости подложки, перпендикуляр к мишени в точке F , т.е. ось плазменного факела, пересекает плоскость подложки в точке D , расположенной на радиусе подложки $O'B$. При отклонении мишени от положения параллельности подложке поворотом вокруг оси AOA' , точка D перемещается вдоль радиуса $O'B$ и, в зависимости от угла наклона α , может занять на радиусе любую позицию.

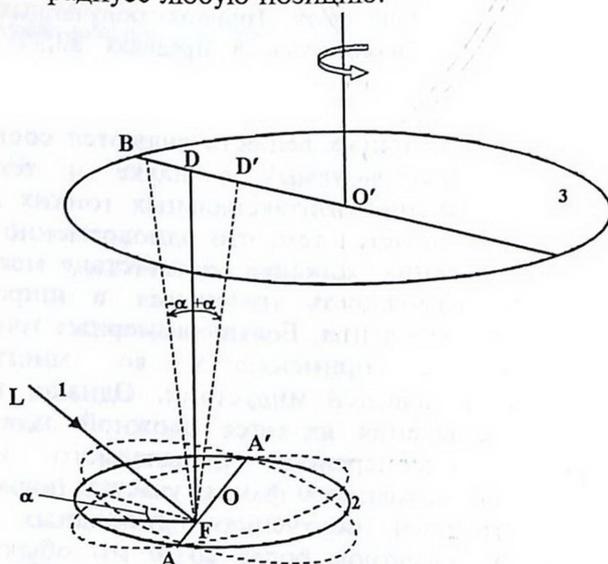


Рис.1. Геометрия метода: 1 – луч лазера, 2 – мишень, 3 – подложка.

Данная геометрия имеет также то преимущество по сравнению с методами, использующими взаимные перемещения лазерного луча, мишени и подложки, что при качании мишени положение фокального пятна относительно подложки не меняется. Это снимает ряд вопросов, которые возникают при нарушении данного условия. Единственным отличием предложенного метода от обычной геометрии лазерного напыления является изменение площади фокального пятна в зависимости от α и, следовательно, плотности энергии падающего на мишень излучения. При необходимости компенсации данного изменения не составляет труда. Зависимости площади фокального пятна от α для различных значений диаметра лазерного луча в плоскости мишени или, в данной геометрии, для ширины канавки, возникающей в мишени в процессе напыления, приведены на рис.2.

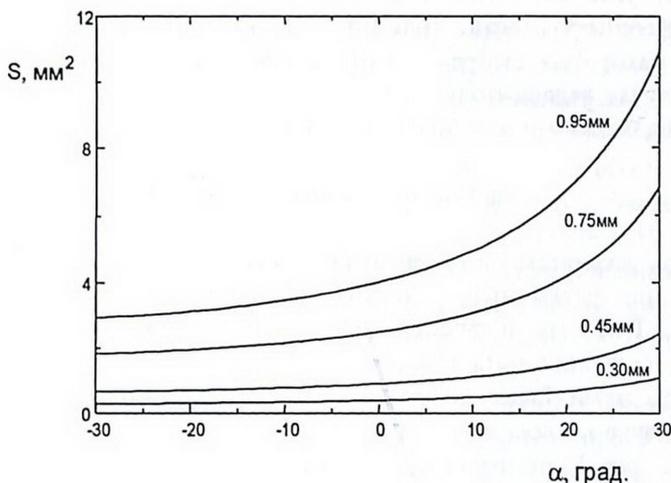


Рис.2. Зависимость площади фокального пятна S от угла α для различных диаметров лазерного луча в плоскости мишени.

С целью проверки метода была сконструирована и изготовлена специальная камера с регулируемым расстоянием между мишенью и подложкой, возможностью программируемого изменения угла наклона мишени к подложке, неподвижным нагревателем и вращающимся держателем подложки с возможностью закрепления на нем подложек диаметром до 100 мм.

В качестве источника лазерного излучения был использован YAG:Nd³⁺ лазер с модулированной добротностью (пассивный затвор LiF), длиной волны 1.06 мкм, энергией и длительностью импульса 0.1 Дж и 20 нс соответственно. Частота следования импульсов составляла 20 Гц. Первые эксперименты проводились с использованием мишеней CuO. Пленки напылялись на стеклянные подложки диаметром 100 мм в вакууме 0.2 мм рт. ст. Скорость вращения подложки составляла 2 об/мин, мишени – 37 об/мин. В соответствии с рис.1, расстояние мишень-подложка $FD = 60$ мм, $O'D = 30$ мм и $DB = 20$ мм. В данной геометрии точка D переместится на край подложки (в точку B), если мишень наклонить в сторону лазерного луча на угол $\alpha = -18^\circ$, и в центр подложки – точку O' , если $\alpha = +26^\circ$. Очевидно, что при изменении α от -18° до $+26^\circ$, точка пересечения оси плазменного факела с плоскостью подложки перемещается по радиусу подложки и может занять на ней любую позицию.

Полученные пленки тестировались на микрофотометре ИФО-451. Измерялась оптическая плотность пленок и определялось изменение их относительной толщины вдоль диаметра подложки.

Отметим одну особенность лазерного напыления на вращающуюся подложку, обусловленную различной скоростью массопереноса испаренного вещества под различными углами относительно оси факела. Обычно, когда температура синтеза пленки достаточно высока, применяют тепловые экраны, расположенные вблизи подложки. Если напыление ведется через щель в тепловом экране в форме сектора с вершиной, через которую проходит ось вращения подложки, то как толщина пленки, так и ее однородность

зависят от угла выбранного сектора. Чем меньше данный угол, тем больше неоднородность толщины пленки по радиусу подложки. Поэтому нами был выбран сектор с небольшим углом в 20° . Если в данном случае задача получения однородной пленки будет решена, то решение возможно и для больших углов.

Экспериментальные результаты

При лазерном напылении скорость массопереноса испаренного вещества на различные участки подложки зависит от множества факторов. Поэтому в экспериментах мы старались изменять один параметр, сохраняя остальные неизменными. В качестве переменных параметров нами были выбраны угол наклона мишени α и диаметр лазерного луча в плоскости мишени d .

На рис.3 приведены данные по изменению относительной толщины пленок вдоль радиуса подложки для четырех различных процессов напыления. Как видно из рис.3а, для более интенсивного напыления к центру подложки необходимы условия $\alpha > 0$ и малые значения d . При больших d и $\alpha \geq 18^\circ$ ось плазменного факела не наклоняется к центру подложки. В частности, кривая 1 на рис.3а похожа на кривые зависимости относительной толщины от радиуса подложки для пленок, полученных при $\alpha = 0$.

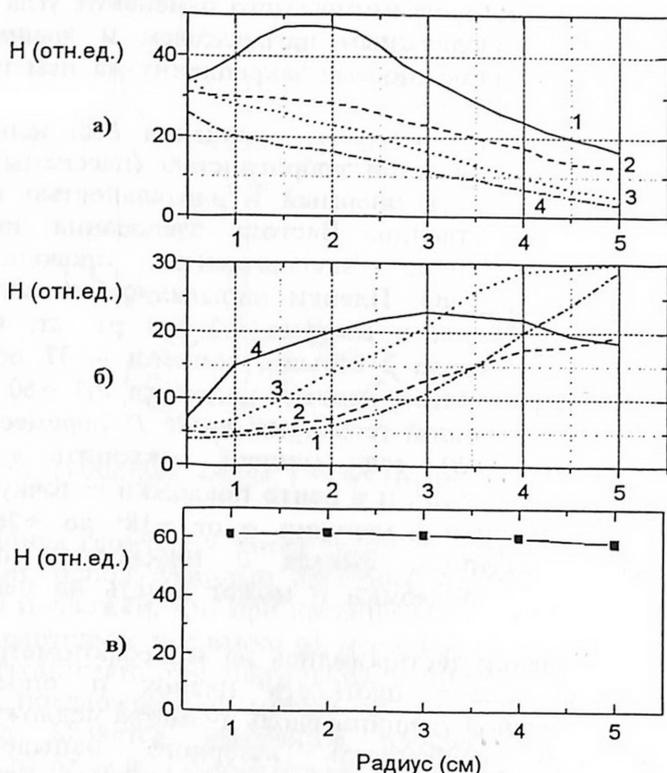


Рис. 3. Зависимость относительной толщины пленки от радиуса подложки: а) $\alpha = +18^\circ$, 1 - $d=0.8\text{мм}$, 2 - $d=0.65\text{мм}$, 3 - $d=0.45\text{мм}$, 4 - $d=0.3\text{мм}$; б) 1 - $\alpha=-30^\circ$, $d=1.05\text{мм}$, 2 - $\alpha = -24^\circ$, $d=1.05\text{мм}$; 3 - $\alpha=-30^\circ$, $d=0.8\text{мм}$, 4 - $\alpha = -24^\circ$, $d=0.65\text{мм}$; в) $\alpha = -24^\circ$, $d=1.05\text{мм}$, $\alpha = +18^\circ$, $d=0.45\text{мм}$.

На рис.3б представлены данные экспериментов по получению более интенсивного напыления на край подложки. В случае отрицательных α картина обратная. Лучшие результаты достигаются при больших значениях d . Как нам кажется, в данном случае ($\alpha < 0$, $d \geq 0.75$ мм) происходит сужение плазменного факела, и фактор наклона оси факела к краю подложки превалирует над фактором большей удаленности края подложки от фокального пятна. Из данных, представленных на рис.3а,б, следует, что методом качания мишени можно добиться более интенсивного напыления как на край, так и в центр подложки. Следовательно, суммируя напыления под разными углами, можно добиться однородности толщины пленки. Результат такого напыления представлен на рис.3в. В данном случае разброс толщины не превышал $\pm 3.3\%$ по всему диаметру пленки. Следует отметить, что указанный результат получен суммированием напылений под двумя определенными углами. В других случаях может возникнуть необходимость несколько более сложных комбинаций углов наклона мишени в процессе напыления однородной пленки.

Обсуждение

Отметим некоторые факторы, которые необходимо учитывать для обеспечения повторяемости результатов при использовании метода качающейся мишени. Так, на толщину пленки и ее однородность по радиусу влияет загрязнение оптических элементов, через которые проходит лазерный луч, особенно интенсивное при значениях $\alpha < 0$. Другим важным фактором является изменяющаяся глубина канавки в мишени при длительных процессах напыления. С увеличением глубины канавки уменьшается интенсивность напыления, а также изменяется радиальное распределение толщины пленки. Следовательно, при одинаковой продолжительности процесса напыления толщина пленки и ее радиальная однородность будут зависеть и от радиуса окружности канавки на мишени.

При попытках корректировки однородности толщины пленок проведением последовательных напылений, используя различные значения α , нам пришлось столкнуться с очередной сложностью. Оказалось, что, начиная с некоторой толщины, пленки, напыляемые с мишени CuO , просветлялись, что препятствовало корректировке однородности их толщины с помощью фотометрирования.

Основным результатом данной работы нужно считать то, что показана возможность получения однородных по толщине пленок на подложках диаметром 100 мм новым методом качающейся мишени. Большинство сложностей, описанных выше, обусловлены характеристиками примененного лазера. Нам кажется, что использование эксимерного луча значительно упростит задачу получения однородных пленок данным методом. Тем не менее, даже применяя лазер YAG:Nd^{3+} , нам удалось получить в процессе одного цикла напыления 15 пленок сверхпроводника $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7.8}$ с хорошими критическими параметрами на подложках YSZ размерами $12 \times 8 \times 1$ мм³, расположенных по трем радиусам подложкодержателя. Радиальное изменение толщины пленок, измеренное интерференционным микроскопом МИИ-4, и в данном случае не превышало 3.3%.

ЛИТЕРАТУРА

1. Pulsed Laser Deposition of Thin Films. Edited by D.V.Chrisey and G.K.Hubler, John Wiley and Sons, Inc, NY, 1994.
2. А.Кузаныян, В.Карапетыян, А.Гюламирян, Г.Бадалян. Положительное решение патентного ведомства Республики Армения по заявке №98062 от 20 ноября 1998г.
3. G.Y.Sung, J.D.Suh. Laser deposition apparatus for depositing a large area oxide thin film on a substrate. US patent №580682, 1997.

ՃՈՃՎՈՂ ԹԻՐԱՆԻ ՍԵԹՈՂՈՎ ՄԵԾԱՉԱՓ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐԻ ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ՓՈՇԵՆՍԵՑՄԱՆ ՊՐՈՅԵՄԻ ՈՐՈՇ ԱՌԱՆՉՆԱՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Ա.Ս.ԿՈՒՉԱՆՅԱՆ, Գ.Ռ.ԲԱԴԱԼՅԱՆ, Վ.Ե.ԿԱՐԱՊԵՏՅԱՆ, Ա.Մ.ԳՈՒԼՅԱՆ

Առաջարկված է համասեռ հաստությամբ մեծաչափ բարակ քաղանքների լազերային փոշենստեցման մեթոդ: Մեթոդի առանձնահատկությունը կայանում է նրանում, որ քիլալսը ծրագրավորված ճոճվում է տակդիրի հարթությանը զուգահեռ առանցքի շուրջը, այն դեպքում, երբ լազերային փունջը, կիզակետը և տակդիրը իրար նկատմամբ չեն տեղափոխվում: Այդ մեթոդով ստացված CuO և $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7.5}$ քաղանքների հաստությունը 100 մմ տրամագծով տակդիրների վրա փոփոխվում է $\pm 3.3\%$ սահմաններում:

SOME PECULIARITIES OF LASER DEPOSITION OF LARGE AREA FILMS WITH THE TILTING TARGET METHOD

A.S.KUZANYAN, G.R.BADALYAN, V.E.KARAPETYAN, A.M.GULIAN

A method of laser deposition of large area uniform thin films is proposed. The peculiarity of this method is the programmed tilting of the target around the axis parallel to the substrate plane, while the laser beam, the focal spot, and the substrate do not change their positions with respect to each other. The thickness uniformity of CuO and $\text{Y}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7.5}$ films obtained with this method was changed within the limits of 3.3% on 100 mm-diameter substrates.

ОПТИМАЛЬНАЯ СИСТЕМА ВОЗДУШНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ ДЛЯ ТВЕРДОТЕЛЬНОГО ЛАЗЕРА НЕПРЕРЫВНОГО ДЕЙСТВИЯ С ВЫСОКОЙ МОЩНОСТЬЮ НАКАЧКИ

Г.А. ГЕВОРГЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 11 февраля 1999 г.)

Исследована возможность получения максимальных чисел Рейнольдса в каналах охлаждения активного элемента и лампы накачки непрерывного твердотельного лазера с воздушным охлаждением. Проведена оптимизация параметров системы охлаждения лазера. Показано, что при последовательном соединении каналов охлаждения активного элемента и лампы накачки к пневмосети число Рейнольдса возрастает почти вдвое, а коэффициент теплоотдачи – в 1,37 раза по сравнению с их параллельным соединением.

В работах, посвященных исследованию и созданию лазеров с воздушным охлаждением, в каналах охладителей реализуются величины чисел Рейнольдса Re в пределах $(0,5-1,5) \cdot 10^5$ [1-5]. Подобные низкие значения чисел Рейнольдса не позволили авторам работ превысить значение мощности накачки 750-800 Вт и осуществить генерацию лазеров в непрерывном режиме. В связи с этим представляет большой практический интерес исследование возможности достижения максимальных чисел Рейнольдса в каналах охладителей и реализации генерации таких лазеров в непрерывном режиме работы.

Рассмотрим один из каналов охлаждения лазера, в котором коаксиально вмонтировано охлаждаемое тело (активный элемент или лампа накачки), в промежутках между ним и стенками канала протекает газообразный хладагент и имеет место гладкостенный режим его протекания [6] (т.е. реализуется режим, когда выступы шероховатостей на поверхности охлаждаемого элемента и на стенках канала намного меньше толщины пристеночного слоя протекающего хладагента). Известно [6,7], что наиболее эффективное охлаждение потоком воздуха в каналах происходит в режимах развитой турбулентности течения при величине числа Рейнольдса Re больше $2,3 \cdot 10^3$, которая может быть достигнута при условии реализации в каналах высоких скоростей (V) протекания хладагента и подборе оптимальных геометрических размеров канала. Прежде чем переходить к выбору геометрических размеров канала, рассмотрим некоторые ограничения на протекание хладагента по каналу. Примем, что течение хладагента в канале является дозвуковым, т.е. выполняется условие

$$V \leq V_{зв} (330 \text{ м/сек}). \quad (1)$$

Скорость протекания хладагента по каналу измеряется величиной его расхода через площадь поперечного сечения канала. В этом случае,

для фиксированных значений диаметра охлаждаемого элемента d_1 и внутреннего диаметра канала охлаждения d_2 , расход хладагента выразится уравнением

$$Q = \frac{\pi V}{4} (d_2^2 - d_1^2), \quad (2)$$

где $Q = Q_{\text{пред}}$, когда $V = V_{\text{вз}}$.

На рис.1 представлена экспериментально полученная зависимость $Q_{\text{пред}}$ от величины зазора в канале охлаждения $\Delta = (d_2 - d_1)/2$, где $(d_2 - d_1)$ – гидравлический диаметр канала охлаждения. Выше этой кривой (заштрихованная зона) расположена зона, где условие (1) не выполняется.

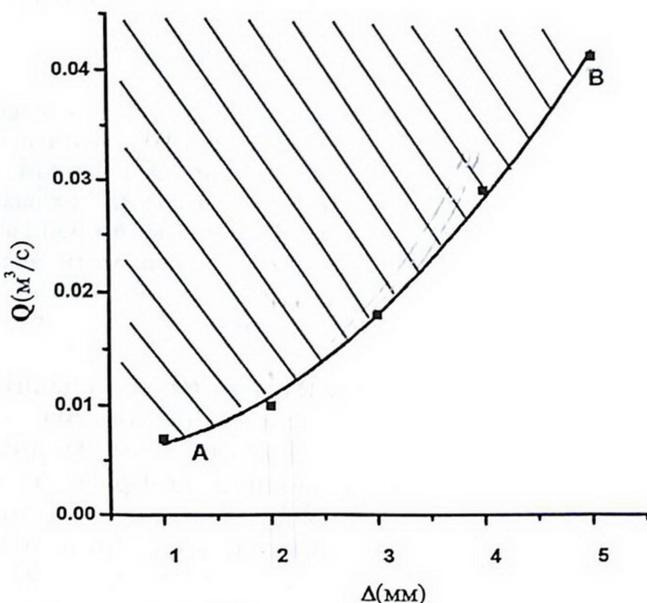


Рис.1. График зависимости расхода хладагента от величины зазора канала охлаждения. Кривая АВ получена экспериментально при давлении в пневмосети $P = 3 \cdot 10^5$ Па.

Другим возможным ограничением может являться способность пневмосети обеспечивать необходимую величину расхода воздуха при заданной величине давления. В этом случае, при конструировании лазеров с воздушным охлаждением необходимо знать эмпирическую зависимость $Q = f(P)$ системы охлаждения

$$P = \frac{A}{Q}, \quad (3)$$

где A – постоянный параметр для каждой отдельной системы охлаждения при давлении P . Для выбора оптимального значения зазора Δ используем зависимость числа Рейнольдса от размеров канала, записанную в виде [6-8]

$$\text{Re} = \frac{(d_2 - d_1)V}{\nu}, \quad (4)$$

где ν – вязкость хладагента.

Расчет и экспериментальное получение зависимости числа Рейнольдса от зазора канала проводились для расхода воздуха в диапазоне $Q = 0,007-0,042 \text{ м}^3/\text{с}$ и давления в пневмосети $P = 3 \cdot 10^5 \text{ Па}$. При подключении пневмосети с давлением P к системе охлаждения, согласно (2) и (4), величина числа Рейнольдса выразится уравнением

$$Re = \frac{4Q}{\pi v(d_2 + d_1)}. \quad (5)$$

На рис.2 приведен график зависимости числа Рейнольдса от величины зазора в канале охлаждения. Как видно из рисунка, при значении величины зазора порядка 1,5 мм реализуются числа Рейнольдса $\sim 4 \cdot 10^5$, что позволяет при использовании пневмосети с давлением до $3 \cdot 10^5 \text{ Па}$, расходом воздуха до $0,021 \text{ м}^3/\text{сек}$, реализовать работу твердотельного лазера с мощностью накачки до 3,5 кВт в непрерывном режиме.

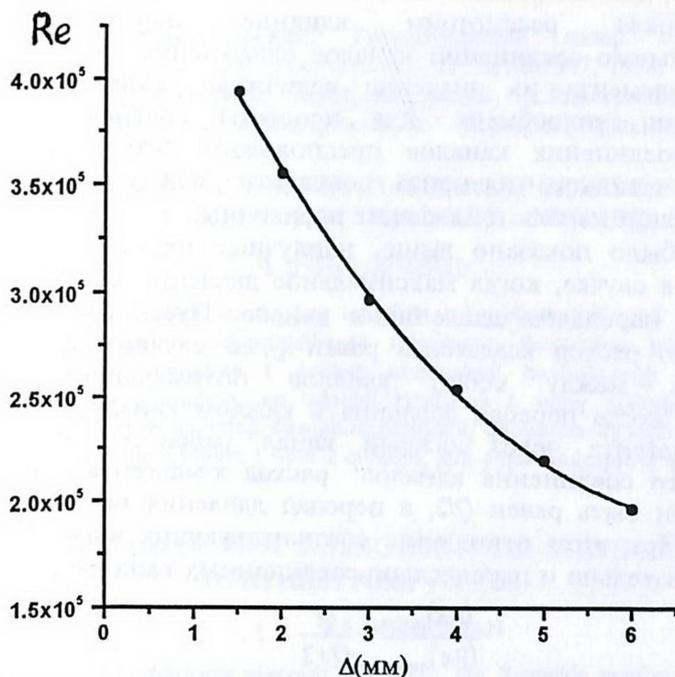


Рис.2. График зависимости величины числа Рейнольдса от величины зазора канала охлаждения (при $Q = 4,2 \cdot 10^{-2} \text{ м}^3/\text{с}$) лазера с воздушным охлаждением.

Величина оптимального зазора в канале охлаждения созданного лазера при приведенных выше параметрах системы охлаждения и геометрических размерах охлаждаемых элементов равнялась 1,5-2,0 мм [9].

Следует сказать, что формула (5) верна до определенного значения зазора, обеспечивающего функционирование лазера в непрерывном режиме. При дальнейшем его уменьшении на канале охлаждения начинает резко увеличиваться давление, выраженное уравнением [6,8]

$$P_1 = k \frac{L}{d_2 - d_1} \rho \frac{V^2}{2g}, \quad (6)$$

где k – коэффициент гидравлического сопротивления (его значения табулированы в [8]), L – длина канала охлаждения, ρ – плотность газообразного хладагента, g – ускорение свободного падения.

Подставив значение скорости из (6) в (4), получим величину числа Рейнольдса для малых зазоров канала охлаждения:

$$\text{Re} = \frac{d_2 - d_1}{\nu} \sqrt{\frac{2gP_1(d_2 - d_1)}{kL\rho}}. \quad (7)$$

Расчеты по формуле (7) показывают, что при вышеприведенных технических и геометрических параметрах системы охлаждения уменьшение зазора ниже 1,5 мм приводит к резкому падению числа Рейнольдса. На эксперименте это выражалось быстрым нагревом активного элемента, что приводило к срыву генерации лазера. При “критических” зазорах канала вступает в силу фактор сопротивления пристеночного слоя протекающего хладагента.

Далее, для выбранных значений числа Рейнольдса и величины зазора канала рассмотрим влияние параллельного или последовательного соединений каналов охлаждения лампы накачки и активного элемента на значение величины числа Рейнольдса и коэффициента теплообмена. Для простоты сравнения указанных вариантов соединения каналов предположим, что размеры лампы накачки и активного элемента совпадают между собой, т.е. что соответствующие каналы охлаждения идентичны.

Как было показано выше, наилучшее охлаждение в каналах реализуется в случае, когда максимальное давление в пневмосети P_{\max} совпадает с перепадом давления в канале. Пусть соответствующий этому случаю расход хладагента равен Q . В случае последовательно соединенных между собой каналов оптимальное охлаждение реализуется, когда перепад давления в каждом канале равен $P_{\max}/2$, а расход хладагента через каждый канал равен Q . В случае же параллельного соединения каналов расход хладагента через каждый канал должен быть равен $Q/2$, а перепад давления на каждом канале равен P_{\max} . При этом отношение соответствующих чисел Рейнольдса для последовательно и параллельно соединенных каналов равняется

$$\frac{(\text{Re})_{\text{посл}}}{(\text{Re})_{\text{парал}}} = \frac{Q}{Q/2} = 2, \quad (8)$$

а отношение зазоров друг к другу $(d_2 - d_1)_{\text{посл}} / (d_2 - d_1)_{\text{пар}} = 1,34$.

Поскольку коэффициенты теплообмена при последовательном и параллельном соединении каналов активного элемента и лампы накачки относятся друг к другу следующим образом [8,10]:

$$\frac{(\alpha)_{\text{посл}}}{(\alpha)_{\text{парал}}} = \frac{(d_2 - d_1)_{\text{парал}}}{(d_2 - d_1)_{\text{посл}}} \cdot \left[\frac{(\text{Re})_{\text{посл}}}{(\text{Re})_{\text{парал}}} \right]^{0,875}, \quad (9)$$

то получим, что коэффициент теплообмена при последовательном соединении каналов в 1,37 раза больше, чем при параллельном соединении. После проведенной оптимизации, при тех же вышеприведенных параметрах источника охлаждения, элементов квантрона и резонатора, была получена выходная мощность лазера $P'_{\text{вых}} \sim 28$ Вт.

Автор выражает благодарность Р.Б.Костяню за полезные обсуждения результатов эксперимента.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б.Р.Белостоцкий, Н.Д.Колышев, А.П.Меркулов, В.М.Овчинников. ОМП, №7, 35 (1968).
2. В.А.Алексеев, С.И.Ханков. ЖПС, 36, 568 (1982).
3. В.М.Митькин, О.С.Щавелев, Н.Н.Бункина. ЖПС, 23, 218 (1975).
4. Г.Н.Дульнев, С.И.Ханков. ИФЖ, 41, 85 (1982).
5. Г.Н.Дульнев, Б.А.Ермаков, С.И.Ханков. ИФЖ, 42, 307 (1982).
6. Тепло- и массообмен. Технический эксперимент. Справочник под общей редакцией В.А.Григорьева, В.М.Зорина. М., Энергоиздат, 1982.
7. Г.Н.Дульнев. Теплообмен в радиоэлектронных устройствах. М.-Л., Госэнергоиздат, 1963.
8. М.Х.Ибрагимов, В.И.Субботин, В.П.Бобков, Г.И.Сабелев, Г.С.Таранов. Структура турбулентного потока и механизм теплообмена в каналах. М., Атомиздат, 1978.
9. Г.А.Геворгян, Е.В.Кошеверский. Твердотельный лазер с воздушным охлаждением. Авторское свидетельство СССР №1289347, 1984.
10. Г.А.Геворгян, Р.Б.Костянян, Е.В.Кошеверский, К.Е.Каграманян. Сборник трудов конференции "Лазерная физика-95". Аштарак, Армения, 1995, с.32.

ՄԵԾ ՀԶՈՐՈՒԹՅԱՆ ՄՂԱՍԱՐԲ, ԱՆԸՆԴՀԱՏ ԳՈՐԾՈՂՈՒԹՅԱՆ ՊԻՆԴ
ՍԱՐՄԱՅԻՆ ԼԱԶԵՐԻ ՕԴՈՎ ՍԱՆԵՑՄԱՆ ՕՊՏԻՄԱԼ ՀԱՍԱԿԱՐԳ
Գ.Ա.ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ

Հետազոտված է օդով սառեցվող, անընդհատ, պինդմարմնային լազերի ակտիվ էլեմենտի և մղող լամպի սառցողիներում Ռեյնոլդսի մարսիմալ քվերի սաացման հնարավորությունը: Կատարված է լազերի սառեցման համակարգի պարամետրերի օպտիմացումը: Ցույց է տրված, որ ակտիվ էլեմենտի և մղող լամպի սառցողիները պնևմատիկ ցանցին հաջորդաբար միացման դեպքում, զուգահեռ միացման տարբերակի համեմատ, Ռեյնոլդսի թիվը աճում է մոտ 2 անգամ, իսկ ջերմաստվությունը գործակիցը՝ 1,37 անգամ:

OPTIMAL SYSTEM OF AIR-COOLING FOR SOLID-STATE CW LASERS WITH HIGH PUMP POWER

G.A.GEVORGIAN

The possibility for obtaining maximal values of the Reynolds numbers in the cooling channels of the active rod and pumping lamps of CW laser with air-cooling is investigated. The parameters of laser cooling system are optimized. It is shown that at the consequence connection of cooling channels of the active rod and pumping lamp with pneumoset the Reynolds numbers increase by twice and the heat-exchange coefficients by 1.37 in comparison with the parallel connection.

УДК 535.21

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА АЛМАЗОПОДОБНЫХ УГЛЕРОДНЫХ ПЛЕНОК

С.С.ВОСКАНЯН, Е.В.ЕНГИБАРЯН, К.Г.КАРАПЕТЯН, Ж.Р.ПАНОСЯН

Государственный инженерный университет Армении

(Поступила в редакцию 11 декабря 1998 г.)

Ионно-плазменным методом получены алмазоподобные углеродные пленки на подложках Si и Al_2O_3 . Исследованы спектральные зависимости отражения и пропускания этих пленок. Коэффициент поглощения в спектральной области $\lambda > 500$ нм не превышает 10^2 см⁻¹, тогда как при $\lambda = 250$ нм он достигает $4.5 \cdot 10^4$ см⁻¹. Энергетическая щель составляет 2.5 эВ.

Как известно, алмаз обладает рядом ценных качеств, таких, например, как высокая механическая твердость, высокая теплопроводность и т. д., которые делают его перспективным материалом для практических применений. В связи с этим вызывает большой интерес проблема получения искусственных алмазных и углеродных алмазоподобных пленок, которые могут применяться в качестве защитных, теплоотводных, резистивных, просветляющих покрытий, а при легировании алмаза соответствующими примесями можно получить полупроводники *p* и *n*-типа, что даст возможность его применения в микроэлектронике [1-3].

Целью данной работы было получение аморфных алмазоподобных углеродных пленок на кремниевой подложке и исследование оптических свойств этих пленок с целью выяснения возможности их применения в электронике и оптоэлектронике.

Существует ряд способов получения алмазных и алмазоподобных углеродных пленок, например, термо-активизированное осаждение, СВЧ-плазменное осаждение и т. д. [2]. Для получения алмазоподобных углеродных пленок нами использовался метод ионно-плазменного осаждения, сущность которого заключается в следующем. Пары циклогексана или толуола подаются в стандартную вакуумную камеру, где под электрическим полем молекулы разлагаются до ионов углерода (C^+) и водорода. Затем при помощи магнитного поля ионы углерода фильтруются и фокусируются на подложку. При помощи разгоняющего напряжения, приложенного между источником ионов (анод) и подложкой (катод), ионы разгоняются до определенной энергии и бомбардируют подложку, в результате чего происходит адсорбция ионов углерода на подложке и рост углеродных пленок. Регулируя интенсивность и энергию ионного пучка посредством магнитного и разгоняющего электрического полей, можно получить алмазоподобные углеродные пленки на различных подложках. В качестве подложек мы использовали Si и Al_2O_3 .

При исследовании оптических свойств полученных нами

вышеуказанным методом углеродных аморфных (алмазоподобных) пленок измерялись коэффициенты отражения $R(\lambda)$, пропускания $T(\lambda)$, и поглощения $\alpha(\lambda)$. Для определения коэффициентов отражения и пропускания пленок, осажденных на сапфирных монокристаллических подложках (Al_2O_3), был использован следующий метод [4]. Свет от источника ксеноновой лампы высокого давления фокусировался на образец, а отраженный от образца (при измерении $R(\lambda)$) или прошедший через образец (при измерении $T(\lambda)$) свет подавался на щель монохроматора. Монохроматический пучок попадал на ФЭУ, а электрический сигнал от ФЭУ после усиления подавался на вход самописца. Полученные данные вводились в ЭВМ и обрабатывались. Измерения проводились на длинах волн от 0.25 до 1 мкм. Для измерений выбирались пленки, осажденные на сапфире, т. к. сапфир оптически прозрачен в вышеуказанном спектральном диапазоне. Кроме того, коэффициент преломления сапфира $n=1.78$ близок к коэффициенту преломления алмазоподобных пленок (см. ниже), что дает возможность избежать интерференционных явлений. При помощи полученных значений $R(\lambda)$ определялся коэффициент преломления $n(\lambda)$ этих пленок с помощью следующей формулы:

$$n(\lambda) = \frac{1 + \sqrt{R(\lambda)}}{1 - \sqrt{R(\lambda)}}.$$

Здесь предполагается, что диэлектрическая постоянная ϵ пленок вещественна (т. е. отсутствует сильное поглощение на этих длинах волн). Вычисленная таким образом величина $n(\lambda)$ для алмазоподобных пленок практически во всей спектральной области от 0.3 до 1 мкм остается постоянной и колеблется от 1.8 до 2, в зависимости от состава пленки (т. е. от соотношения sp^2 и sp^3 связей атомов углерода в этих пленках).

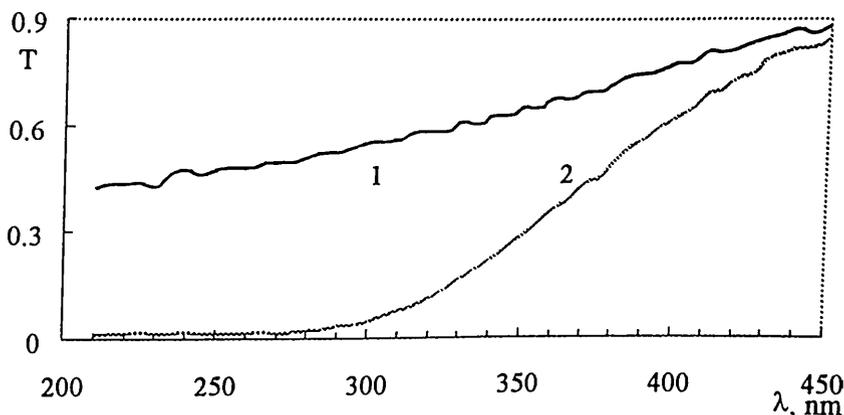


Рис.1. Спектральные зависимости коэффициентов пропускания $T(\lambda)$ алмазоподобных пленок с толщинами: 1-80 нм, 2-1000 нм.

На рис.1 приведены спектральные кривые коэффициентов пропускания $T(\lambda)$, которые были получены для пленок с разными толщинами. Имея $T(\lambda)$ и $R(\lambda)$, при помощи формулы

$$\alpha(\lambda) = \frac{1}{d} \ln \left\{ \frac{(1-R(\lambda))^2}{2T(\lambda)} + \sqrt{\left[\frac{(1-R(\lambda))^2}{2T(\lambda)} \right]^2 + R^2(\lambda)} \right\}$$

можно рассчитать коэффициенты поглощения $\alpha(\lambda)$ алмазоподобных углеродных пленок, где d — толщина пленки [4]. Результат такого расчета приведен на рис.2. Из рисунка видно, что пленки имеют почти постоянный коэффициент поглощения на длинах волн от 1 мкм до 0.5 мкм, который составляет около 100 см^{-1} . Затем начиная с 0.5 мкм кривая почти экспоненциально растет до $4.5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$. Погрешность определения коэффициента оптического поглощения по приведенному здесь методу составляет меньше 10% [5,6]. Кривая на графике в логарифмическом масштабе пересекает ось абсцисс при $\lambda=0.5 \text{ мкм}$, что соответствует энергии 2.5 эВ. Это означает, что энергетическая щель между зоной проводимости и валентной зоной для полученных пленок составляет 2.5 эВ, что почти в 2 раза меньше ширины запрещенной зоны алмаза. Это связано с тем, что в этих алмазоподобных углеродных пленках между атомами углерода, кроме sp^3 связи (которая соответствует связи в алмазе) существует также sp^2 связь (которая соответствует связи в графите). Такое значение энергетической щели, согласно результатам, приведенным в работах [7-9], свидетельствует о том что соотношение sp^3/sp^2 составляет 80%/20%.

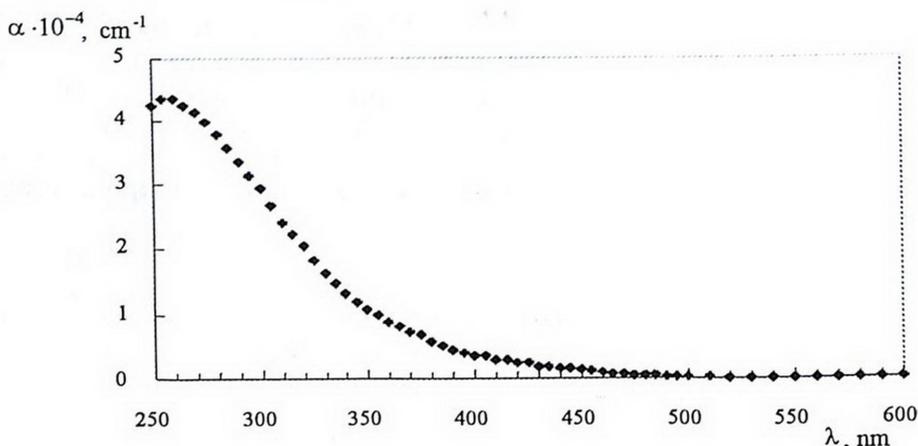


Рис.2. Коэффициенты поглощения $\alpha(\lambda)$ алмазоподобных углеродных пленок.

Полученные пленки проверялись также на механическую прочность, на стойкость по отношению к концентрированным кислотам (H_2SO_4 , HCl , HF , HNO_3) и по отношению к длительному ультрафиолетовому воздействию (около 100 ч). Исследования показали, что уже при толщинах пленок в несколько десятков нанометров вышеуказанные параметры достаточно высоки для практических применений и сохраняются для пленок с толщинами $\sim 1000 \text{ нм}$. Таким образом, полученные нами пленки своими физико-химическими свойствами, прозрачностью по отношению к довольно большой оптической области, наличием запрещенной энергетической зоны схожи с алмазными пленками. Рентгенофазовый анализ полученных пленок показал, что в этих пленках отсутствует кристаллическая решетка алмаза и они имеют аморфную структуру.

Из вышеприведенных результатов можно сделать вывод, что алмазоподобные углеродные пленки можно использовать в микроэлектронике и оптоэлектронике как в качестве защитных покрытий, так и в качестве функциональной пленки (т. е. изолирующих пленок, просветляющих и т. д.). В частности, нами были получены алмазоподобные углеродные аморфные пленки в качестве почти идеальных просветляющих покрытий на кремнии, где коэффициент отражения в области интерференционных минимумов составлял 2-3%.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.С.Вавилов. Алмаз в твердотельной электронике. УФН, 167, 17 (1997).
2. W.Zhu, B.R. Stoner, B.E.Williams, J.T.Glass. Proc. IEEE, 79, 621 (1991).
3. В.С.Вавилов, А.А.Гиппиус, Е.А.Конорова. Электронные и оптические процессы в алмазе. М., Наука, 1985.
4. Ю.И.Уханов. Оптические свойства полупроводников. М., Наука, 1977.
5. Ж.Р.Паносян, С.А. Казарян, П.Б.Авакян. ЖПС, 36, 333 (1982).
6. Ж.Р.Паносян, АО.Аракелян, С.Х.Барсегян, О.А.Адамян. А. с. СССР №1459426, 1988.
7. M. Vogel, O. Stenzel, R. Petrich. J. of Non-Crystalline Solids, 164-166, 1155 (1993).
8. K. W. R. Gilkes, P. H. Gaskell and J. Yuuan. J. of Non-Crystalline Solids, 164-166, 1107 (1993).
9. V.S. Veerasamy et al. J. of Non-Crystalline Solids, 164-166, 1111 (1993).

ԱԼՄԱՍԱՆՍԱՆ ԱԾԻԱԾՆԱՅԻՆ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐԻ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Ս.Ս. ՈՍԿԱՆՅԱՆ, Ե.Վ. ԵՆԳԻԲԱՐՅԱՆ, Կ.Գ. ԿԱՐԱՊԵՏՅԱՆ, Ժ.Ր. ՓԱՆՈՍՅԱՆ

Իոնա-պլազմային եղանակով ստացվել են արմատաման ածխածնային քաղանքներ Si և Al₂O₃ հարթակների վրա: Չափվել են նրանց անդրադարձման և քափանցելիության սպեկտրալ գործակիցները: Կլանման գործակիցը $\lambda > 500$ նմ սպեկտրալ տիրույթում չի գերազանցում 10^2 սմ⁻¹ արժեքը, իսկ $\lambda = 250$ նմ-ըի դեպքում հասնում է մինչև $4.5 \cdot 10^4$ սմ⁻¹ արժեքի: Էներգետիկ ճեղքը կազմում է 2.5 էՎ:

OPTICAL PROPERTIES OF DIAMOND-LIKE CARBON FILMS

S.S. VOSKANYAN, Y. V. YENGIBARYAN, K. G. KARAPETYAN, Zh. R. PANOSYAN

Diamond-like carbon films were obtained by ion plasma deposition technique. The reflection and transmission coefficients of them were measured. The absorption coefficient in the spectral range $\lambda > 500$ nm is $\sim 10^2$ cm⁻¹ while at $\lambda = 250$ nm it increases up to $4.5 \cdot 10^4$ cm⁻¹. The energy bandgap is equal to 2.5 eV.

УДК 535.13

ВОЗБУЖДЕНИЕ ИСПУСКАЕМОГО С ПОВЕРХНОСТИ, ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ МЕТОДОМ ГЕНЕРАЦИИ РАЗНОСТНОЙ ЧАСТОТЫ В ПЕРИОДИЧЕСКИ ПОЛЯРИЗОВАННОМ LiNbO_3

Ю.О. АВETИСЯН, А.Р. КАЗАРЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 19 декабря 1998 г.)

Теоретически исследовано возбуждение излучения терагерцовых (ТГц) частот методом генерации разностной частоты в планарном оптическом волноводе, выполненном на основе периодически поляризованного ниобата лития (ППЛН). Показано, что при периоде ППЛН, равном $L=\lambda/n$ (где λ – длина волны генерируемого излучения, n – показатель преломления, соответствующий оптической групповой скорости), разностная частота испускается в направлении, перпендикулярном к поверхности планарного волновода. Рассчитана мощность излучения с учетом резонанса как на генерируемой частоте, так и на частотах возбуждающих излучений.

1. Введение

В последние годы бурное развитие получили оптические методы генерации ультра-коротких ТГц импульсов [1,2]. В то же время на практике имеется необходимость в источниках непрерывного ТГц излучения. Одним из известных методов получения непрерывного ТГц излучения является генерация разностной частоты (ГРЧ) в нелинейных средах [3,4]. Однако достигнутая мощность ТГц излучения все еще недостаточна для практического использования и, кроме того, экспериментальные установки громоздки и энергоемки. В настоящее время интерес к ГРЧ обусловлен следующим. Во-первых, появилось много новых и усовершенствованных нелинейных материалов, таких, как, например, периодически поляризованный ниобат лития (ППЛН). Во-вторых, выходная мощность полупроводниковых диодных лазеров непрерывно растет, что позволяет использовать их в качестве источника накачки. В-третьих, разработаны новые методы увеличения эффективности преобразования частоты, которые хорошо зарекомендовали себя при генерации второй гармоники (ГВГ) лазерного излучения [5,6].

В настоящей работе мы впервые предлагаем использовать оптический волновод на основе ППЛН для получения непрерывного ТГц излучения с помощью ГРЧ, испускаемой перпендикулярно к поверхности волновода. Достоинством такой геометрии ГРЧ является возможность расположения оптического волновода (ориентированного горизонтально) в вертикальный резонатор ТГц диапазона частот.

Благодаря резонансу эффективность генерации ГРЧ (как это показано ниже) растет на несколько порядков.

2. Теория

Пусть две волны с разными частотами ω_1 и ω_2 распространяются в планарном ППЛН волноводе как основные ТЕ моды и поляризованы вдоль оптической z -оси ниобата лития (рис.1). Из-за нелинейного взаимодействия волн и вследствие характера тензора нелинейной восприимчивости LiNbO_3 , в волноводе будет рождаться поляризация на разностной частоте $\Omega = \omega_1 - \omega_2$, направленная вдоль оси z :

$$P_z = 2d(y)E_{m1}E_{m2}f_1(x)f_2(x)\exp[i(\Omega t - \beta_s y)] \quad (1)$$

где $\beta_s = \beta_1 - \beta_2$, $E_{m1,2}$, $f_{1,2}(x)$, $\beta_{1,2}$ - амплитуды, функции, описывающие поперечные распределения, постоянные распространения оптических волн, соответственно. Нелинейный коэффициент $d(y)$, согласно преобразованию Фурье, определяется как

$$d(y) = \frac{4d_{33}}{\pi} \left(\sin \frac{2\pi}{\Lambda} y + \frac{1}{3} \sin 3 \frac{2\pi}{\Lambda} y + \dots \right) \quad (2)$$

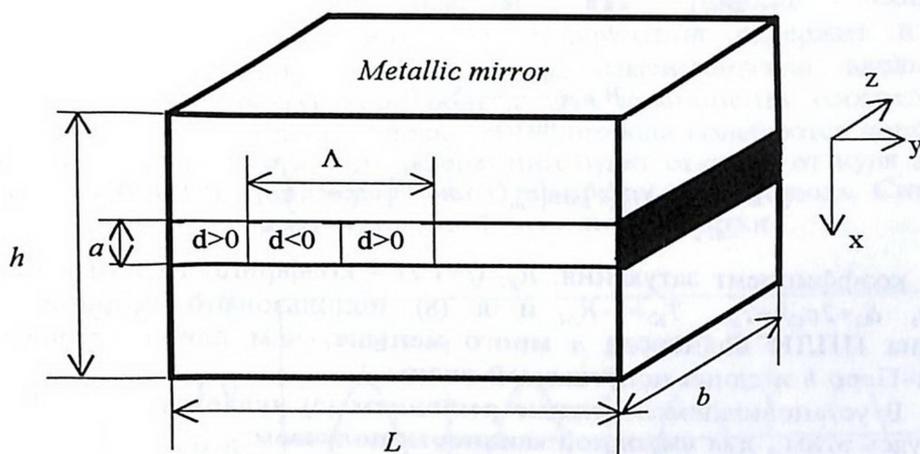


Рис.1. Конфигурация для ГРЧ в вертикальном резонаторе. В соседних доменах (протяженностью $\Lambda/2$) знак нелинейного коэффициента d меняется на противоположный.

Ограничиваясь первым членом в (2) и выбирая $\Lambda = 2\pi/\beta_s$, замечаем, что выражение (1) содержит член P_0 , не зависящий от координат z и y , т.е.

$$P_0 = \frac{-i4d_{33}\epsilon_0}{\pi} E_{m1}E_{m2}f_1(x)f_2(x) \cdot e^{i\Omega t} \quad (3)$$

Эта постоянная в плоскости zy компонента будет возбуждать плоскую волну, распространяющуюся в направлении оси x , т.е. в направлении, перпендикулярном к поверхности волновода. Иными словами, компонента P_0 рождает излучение ГРЧ, испускаемое с поверхности планарного волновода.

Следует отметить, что поскольку при возбуждении ТГц излучения методом ГРЧ частоты $\omega_1 \approx \omega_2$, то $\beta_s = \beta_1 - \beta_2 \approx \Omega n/c$, где c – скорость света, $n = c \cdot \partial \beta / \partial \omega$ – показатель преломления, соответствующий оптической групповой скорости. Пользуясь этим, для испускаемой с поверхности ГРЧ получаем условие $L = \lambda/n$ (где $\lambda = 2\pi c/\Omega$ – длина волны излучения ГРЧ), которое нетрудно реализовать в ТГц диапазоне частот.

Рассчитаем теперь мощность излучения, возбуждаемого компонентой P_0 в резонаторе, образованном вертикальными металлическими зеркалами. Пользуясь методом медленно меняющихся амплитуд [7], запишем выражение для электрического поля в виде

$$E(x, t) = A(t) \sin k_m (x + h/2) \cdot e^{i\Omega t}, \quad (4)$$

где $k_m = \Omega n_3/c = m\pi/h$, n_3 – показатель преломления ниобата лития на частоте Ω , h – расстояние между металлическими зеркалами, $m = 1, 3, \dots$ Здесь амплитуда $A(t)$ удовлетворяет уравнению

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \gamma \right) A(t) = BJ, \quad (5)$$

где

$$\gamma = \frac{c}{2n_3} \left[\alpha_\Omega - \frac{1}{2h} \ln(R_{1\Omega} R_{2\Omega}) \right] \approx \frac{c}{4hn_3} (T_{1\Omega} + \delta_\Omega), \quad (6)$$

$$B = \frac{-4d_{33}\Omega}{hn_3^2\pi} E_{m1} E_{m2}, \quad (7)$$

$$J = \int_{-h/2}^{h/2} f_1(x) f_2(x) \sin[k_m(x + h/2)] \cdot dx \approx \int_{-a/2}^{a/2} f_1(x) f_2(x) \cdot dx, \quad (8)$$

и α_Ω – коэффициент затухания, $R_{j\Omega}$ ($j=1,2$) – коэффициенты отражения зеркал, $\delta_\Omega = 2\alpha_\Omega h + T_{2\Omega}$, $T_{j\Omega} = 1 - R_{j\Omega}$ и в (8) использовано условие, что толщина ППЛН волновода a много меньше, чем длина резонатора Фабри–Перо h и длина испускаемой волны λ .

В установившемся режиме решением (5) является $A = BJ / \gamma$. Пользуясь этим, для выходной мощности получаем:

$$P_3 = \frac{n_3 |A|^2 L b T_{1\Omega}}{2W_0} = \frac{512 d_{33}^2 W_0 L I}{n_1 n_2 n_3 \lambda^2 b} \cdot F_\Omega \cdot P_1 P_2, \quad (9)$$

где

$$P_j = \frac{n_j |E_{mj}|^2 b}{2W_0} \int_{-\infty}^{\infty} f_j^2(x) \cdot dx, \quad j = 1, 2, \quad (10)$$

$$F_\Omega = \frac{4T_{1\Omega}}{(T_{1\Omega} + \delta_\Omega)^2}, \quad (11)$$

$$I = J^2 / \int_{-\infty}^{\infty} f_1^2(x) dx \cdot \int_{-\infty}^{\infty} f_2^2(x) dx \approx \frac{\int_{-\infty}^{a/2} f_1^2(x) \cdot dx}{\int_{-\infty}^{\infty} f_1^2(x) \cdot dx} \quad (12)$$

и n_j – эффективный показатель преломления ППЛН волновода на частоте ω_j , W_0 – импеданс свободного пространства, P_j – мощность возбуждающего излучения на частоте ω_j .

3. Обсуждение

Способность ППЛН планарного волновода испускать ГРЧ перпендикулярно к своей поверхности объясняется простыми физическими рассуждениями. Если период поляризации ППЛН выбран $\Lambda = 2\pi/\beta$, то волна нелинейной поляризации при прохождении пути $\Lambda/2$, равного протяженности отдельного домена, приобретает фазовый сдвиг π . В соседнем, противоположно ориентированном домене из-за изменения знака нелинейной восприимчивости возникает дополнительный фазовый сдвиг, равный π . Следовательно, знак нелинейной поляризации не меняется. Таким образом в материале возникает пульсирующая нелинейная поляризация с периодом повторения, равным $\Lambda/2$ (рис.2). Согласно Фурье-разложению, пульсирующая поляризация содержит в себе постоянную в пространстве (т.е. не изменяющуюся вдоль оси оптического волновода) компоненту. Эта компонента соответствует случаю, когда все точки на плоскости волновода колеблются синфазно. Очевидно, что результат интерференции будет отличен от нуля только в направлении, перпендикулярном к поверхности волновода. Ситуация весьма схожа со случаем синфазной антенной решетки.

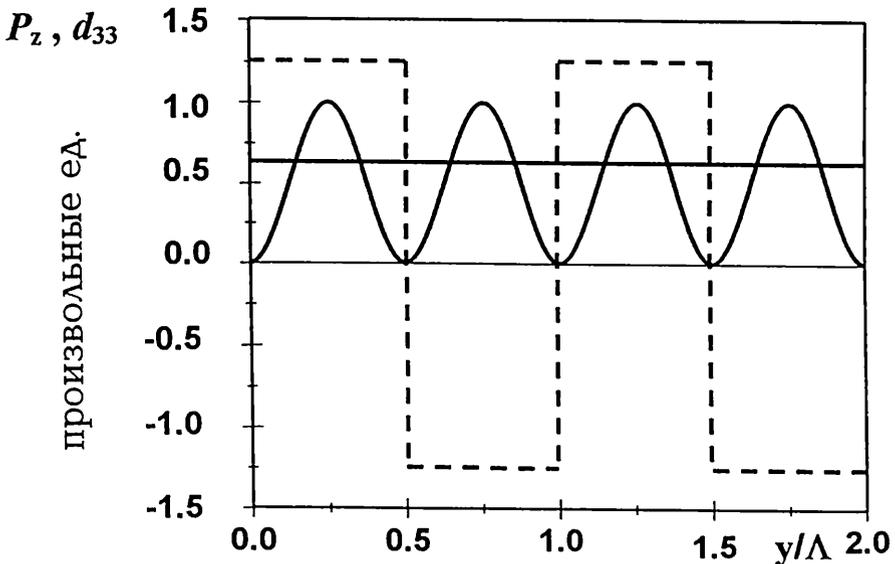


Рис. 2. Зависимость нелинейной поляризации P_z (—) и нелинейного коэффициента d_{33} (---) от координаты y/Λ .

Для расчета эффективности преобразования частоты $\eta = P_3/P_1P_2$ мы полагаем $n_1 \approx n_2 = n_0$ (где n_0 – показатель преломления кристалла LiNbO_3) и $l \approx 1$, что оправдано при генерации ТГц частот, т.е. когда $\omega_1 \approx \omega_2$. Кроме того, используем измеренные нами $n_3=5.08$ и $\alpha_{\text{O}}=0.69 \text{ мм}^{-1}$ [8]. Пользуясь этим и подставляя $n_0=2.1$, $d_{33}=165 \text{ пВ/м}$ (из электрооптического эффекта), $L/b=50$, $\lambda=0.3 \text{ мм}$, $h=2.9 \cdot 10^{-2} \text{ мм}$, для оптимальной связи резонатора $T_{1\text{O}}=\delta_{\text{O}}=0.04$ получаем $\eta = 3.2 \cdot 10^{-6} \text{ Вт}^{-1}$. Если вместо LiNbO_3 в качестве покрытия и подложки оптического волновода использовать сапфир (материал с высокой прозрачностью в ТГц диапазоне), то можно добиться примерно 4-кратного увеличения эффективности генерации.

Существенно большего увеличения можно достичь, если обеспечить выполнение резонанса на частотах ω_1 и ω_2 . В этом случае η растет в $F_{\omega_1}F_{\omega_2}$ раз. Здесь F_{ω_1} и F_{ω_2} определяются выражением (11), которое сейчас записано для частот ω_1 и ω_2 . В дальнейшем для простоты будем считать $F_{\omega_1} \approx F_{\omega_2} = F_{\omega}$. Необходимо подчеркнуть, что при резонансной накачке длина оптического резонатора L должна быть как можно малой (оставаясь, разумеется, $L \gg \lambda/n_3$), так как $F_{\omega} \sim (2\alpha_{\text{O}}L + T_{1\text{O}})^{-2}$. Пользуясь, как и прежде, условием оптимальной связи резонатора $2\alpha_{\text{O}}L = T_{1\text{O}} = 0.01$, $\alpha_{\text{O}} = 0.023 \text{ см}^{-1}$ [9], $L/b = 2.2$ мм для эффективности генерации получаем $\eta = 0.64 \cdot 10^{-3} \text{ Вт}^{-1}$. Подставляя сюда мощность возбуждающих полей $P_1 = P_2 = 1 \text{ Вт}$ (что реально, пользуясь современными диодными лазерами), для мощности ГРЧ получаем $P_3 = 0.64 \text{ мВт}$.

Как мы и предполагали (так как эффективность преобразования пропорциональна λ^{-2}), значение η для ГРЧ в ТГц диапазоне на несколько порядков меньше, чем при ГВГ оптического излучения. Однако для ГРЧ могут быть использованы материалы с большей нелинейной восприимчивостью второго порядка (такие, как, например, DAST [2]), которые не прозрачны для применения при ГВГ. Кроме этого, в настоящее время отсутствуют альтернативные компактные источники непрерывного ТГц излучения и достигнутый уровень мощности достаточен для многих практических применений.

4. Заключение

Показано, что ППЛН волновод с периодом поляризации λ/n_3 может испускать излучение на разностной частоте в направлении, перпендикулярном к поверхности планарного волновода. Получено выражение для поля ГРЧ в резонаторе. Показано, что использование резонанса как на разностной частоте, так и на частотах накачки позволяет получить мощность ТГц излучения, достаточную для практического применения.

Авторы признательны проф. К. Н. Кочаряну за ценные обсуждения и замечания. Работа выполнена в рамках гранта 94-740 Министерства науки и образования Республики Армения.

ЛИТЕРАТУРА

1. **W.M.Robertson**. Optoelectronic techniques for microwave and millimeter wave engineering. Norwood, Artech House, 1995.

2. X.-C.Zhang et al. Appl. Phys. Lett., 61, 3080 (1992).
3. R.L.Aggarwal, B.Lax, H. R.Fetterman, D.Tannenwald. B.J.Clifton Appl. Phys., 45, 3972 (1974).
4. Ю.О.Аветисян, Р.М.Мартиросян, Э.М.Мирзабекян, П.С.Погосян. Квантовая электроника, 5, 659 (1978).
5. R.Lodenkamper, M.M.Fejer, and J.S.Harris. Electron. Lett., 27, 1882 (1991).
6. Y.J.Ding, J.B.Khurgin, and S.J.Lee. J. Opt. Soc. Am., B 12, 1586 (1995).
7. Y.R.Shen. The principles of nonlinear optics. New York, Wiley, 1984.
8. K.N.Kocharian, E.L.Sarkissian, and Yu.H.Avetisyan. Int. J. Infrared and MM waves, 17, 1607 (1996).
9. T.Tamir. Guided-wave optoelectronics. New York, Springer-Verlag, 1990.

ՊԱՐԲԵՐԱԲԱՐ ԲԵՎԵՌԱՑՎԱԾ LiNbO_3 – մԱՍԿԵՐԵՍՈՎ ԷՄԻՏՎՈՂ
ՏԵՐԱՀԵՐՑԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԳՐԳՈՌԻՍՆ ՏԱՐԲԵՐԱՅԻՆ
ՀԱՃԱՆՈՒԹՅԱՆ ԳԵՆԵՐԱՅԻԱՅԻ ԵՂԱՆԱԿՈՎ

Յու.Հ. ԱՎԵՏԻՍՅԱՆ, ԱՌ. ԴԱԶԱՐՅԱՆ

Տեսականորեն հետազոտված է տերահերցային տիրույթի ճառագայթման գրգռումը տարբերային հաճախության գեներացիայի (ՏՀԳ) եղանակով պարբերաբար բևեռացված լիթիումի նիոբատում (ՊԲԼՆ): Յույց է տրված, որ ՊԲԼՆ ալիքատարը կարող է ճառագայթել իր մակերեսին ուղղահայաց ուղղությամբ, եթե բևեռացման պարբերությունը հավասար է $A = \lambda/n$ (λ գրգռվող ճառագայթման ալիքի երկարությունն է, n – օպտիկական խմբային արագությանը համապատասխանող բեկման ցուցիչը): Հաշվարկված է ՏՀԳ-ի հզորությունը գրգռվող և գրգռող հաճախությունների վրա ռեզոնանսի իրականացման դեպքում:

EXCITATION OF SURFACE-EMITTED TERAHERTZ RADIATION
BY MEANS OF DIFFERENCE FREQUENCY GENERATION
IN PERIODICALLY POLED LiNbO_3

Yu.H.AVETISYAN, A.R.GHAZARYAN

The THz difference frequency generation (DFG) in periodically poled lithium niobate (PPLN) waveguide structure is considered theoretically. It is shown that the PPLN waveguide is capable of emitting a difference frequency radiation in direction normal to the surface of waveguide if the poling period is equal to $A = \lambda/n$ (λ is the wavelength of THz radiation and n is the mean index of the optical group velocity). The power of DFG is calculated, taking into account the double resonance condition.

УДК 621.315

ОПТИЧЕСКОЕ ПРОПУСКАНИЕ КОМПОЗИТНЫХ ПЛЕНОК SiO_2/GaAs , ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОГО НАПЫЛЕНИЯ

П.Г. ПЕТРОСЯН, Л.Н. ГРИГОРЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 25 августа 1998 г.)

Методом лазерного напыления на сапфировых подложках получены композитные пленки SiO_2/GaAs . Исследованы спектры оптического пропускания полученных пленок и показано, что в смеси GaAs/Si арсенид галлия играет роль катализатора и приводит к значительному росту скорости окисления кремния.

В последние годы интенсивно исследуются кремниевые композитные пленки, представляющие собой слои SiO_x , содержащие микрокристаллы полупроводников IV группы. Они имеют интересные оптические и фотоэлектрические свойства и могут быть перспективными материалами для оптоэлектронных приборов на основе кремния [1]. Так, например, в полупроводниковых композитных слоях SiO_2/Si при комнатной температуре было обнаружено электролюминесцентное излучение в видимой области спектра [2]. Механизм такой излучательной рекомбинации, по аналогии с пористым кремнием, часто связывается с размерным квантованием электронного спектра в микрокристаллах Si. Однако из-за непрямозонности кремний является неблагоприятным материалом для излучательной рекомбинации и следует ожидать, что в композитных слоях SiO_2 , содержащих микрокристаллы прямозонного полупроводника, например, арсенида галлия, можно получить более интенсивную фотолуминесценцию в видимой области спектра.

Мы разработали метод получения композитных пленок SiO_2/GaAs с помощью лазерного напыления. В качестве мишени использовались круглые, двухкомпонентные пластинки. Они представляли собой круговые пластинки Si, из которых вырезаны некоторые секторы и замещены такими же секторами из арсенида галлия. Напыление проводилось при различных значениях давления кислорода в распыляемой камере. Слои наносились на сапфировых подложках с ориентацией (1010), при температуре 300°C . Напыление осуществлялось с помощью одномодового твердотельного импульсного лазера ЛОТИ-3 (1,06 мкм). Частота повторения импульсов составляла 15 Гц, а энергия излучения равнялась 0,2 Дж. Спектры пропускания полученных пленок исследовались в диапазоне от 200 до 1000 нм, с помощью оптического универсального вычислительного комплекса КСВУ-23. Толщина пленок составляла 0,7-1 мкм.

Ранее нами было показано, что с помощью лазерного напыления кремния можно получить нестехиометрические слои SiO_x [3]. Степень нестехиометрии этих пленок легко можно было регулировать изменением давления кислорода в вакуумной камере. Поскольку арсенид галлия менее активен к взаимодействию с кислородом, то можно ожидать, что при одновременном распылении Si и GaAs в атмосфере кислорода можно получить слои композитного материала SiO_x/GaAs . Дальнейшее окисление SiO_x до SiO_2 можно осуществлять термообработкой в воздухе. А количественным содержанием GaAs в получаемой пленке можно легко управлять путем подбора состава используемой мишени.

Для сравнения и оценки влияния различных технологических режимов на процессы осаждения и окисления мы сначала отдельно исследовали рост и свойства однокомпонентных пленок кремния или арсенида галлия, полученных при давлении остаточного газа $P = 2 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст. и подвергнутых термообработке в воздухе различной длительностью. Чтобы исключить возможные структурные изменения в пленке, могущие иметь место при их термической обработке в воздухе, осажденные пленки были заранее термообработаны в вакууме при более высоких температурах. Анализ спектров пропускания пленок показал, что с ростом времени термического отжига происходит увеличение прозрачности пленок в спектральном диапазоне от 700 до 1000 нм, что может быть связано только с увеличением степени окисления Si в пленке. Такой вывод соответствует и нашим прежним исследованиям скорости окисления Si при различных давлениях кислорода в камере [3]. Однако следует иметь в виду, что когда в камере присутствует кислород, скорость окисления Si намного больше, чем в случае термообработки в воздухе, так как реагирующие атомы кремния и кислорода в этом случае находятся в непосредственной области плазмы.

Присутствие кислорода в камере роста может также влиять на рост пленок арсенида галлия. Нами были исследованы спектры пропускания пленок GaAs, выращенных на сапфировых подложках. В спектрах пропускания пленок GaAs, не подвергнутых термическому отжигу, не наблюдается граница резкого роста поглощения, что, на наш взгляд, свидетельствует о кристаллическом несовершенстве получаемых пленок. Такой спектр пропускания характерен для всех неупорядоченных, в том числе сильно легированных образцов GaAs [4], у которых в запрещенной зоне образуются "хвосты" плотности локализованных состояний. Ситуация коренным образом меняется после высокотемпературной вакуумной термообработки образцов. В спектре пропускания уже наблюдается граница резкого роста, соответствующая запрещенной зоне GaAs. Поэтому можно прийти к заключению, что высокотемпературная вакуумная термообработка приводит к образованию более упорядоченной кристаллической структуры GaAs. Если же термическую обработку выполнить в воздухе или же в атмосфере кислорода, то указанные выше структурные изменения будут сопровождаться также и процессами окисления, однако, сравнение спектров пропускания показывает, что они практически не отличаются друг от друга. Поэтому можно предположить, что пленки из арсенида галлия слабо взаимодействуют с кислородом.

На рис.1 представлены спектры пропускания композитных пленок, полученных с использованием мишени, у которой отношение площадей секторов из GaAs и Si составляет 1:3. Образцы были подвергнуты термической обработке в вакууме ($2 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст.) при температуре $T=600^\circ\text{C}$. Как видно, с увеличением продолжительности термической обработки изменение спектров пропускания прекращается, что свидетельствует о прекращении и структурных превращений в пленке. После указанной вакуумной термообработки образцы отжигались уже в воздухе в течение 20 мин. при той же температуре. Несмотря на кратковременность отжига прозрачность пленок в области от 300 до 900 нм резко увеличивается (рис.1, кривая C1-3). Такое изменение прозрачности пленки естественно связывать с процессами окисления в воздухе основной составляющей композитной пленки, т.е. с тем, что Si превращается в SiO_2 . Так как окисление пленки по сути дела есть диффузионный процесс, то трудно ожидать, что кремний в состоянии так быстро окислится. Об этом косвенно свидетельствует и тот факт, что при кратковременных термообработках в воздухе пропускание пленок из кремния практически не меняется. Можно заключить, что, на наш взгляд, в смеси GaAs/Si арсенид галлия играет роль катализатора и приводит к заметному росту скорости окисления кремния. Исследование же пленок под микроскопом показало, что в них действительно наблюдаются мелкие непрозрачные области, которыми могут быть включения из GaAs. Однако их объемная доля очень мала и поэтому они не проявляются заметным образом в спектрах пропускания.

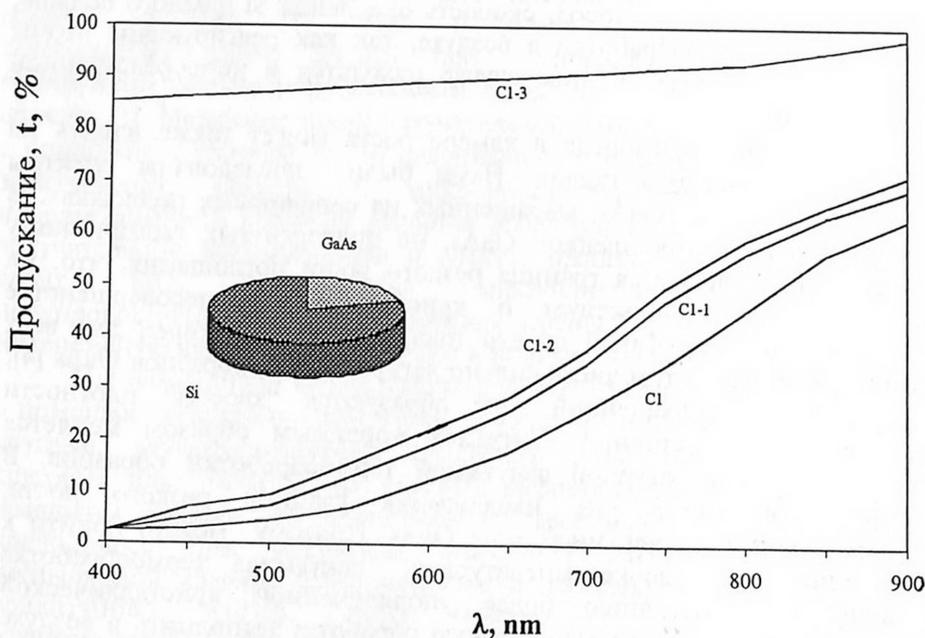


Рис.1. Спектры пропускания пленки SiO_x/GaAs . (Источник: 1/4 часть - GaAs, 3/4 часть Si). C1 - до термообработки; C1-1 - после термообработки в вакууме $P=2 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст., при $T=600^\circ\text{C}$, время термообработки 30 мин; C1-2 - после термообработки в вакууме $P=2 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст. при $T=600^\circ\text{C}$, время термообработки 1,5 часа; C1-3 - после термообработки в воздухе при $T=600^\circ\text{C}$, время термообработки 20 мин.

В пользу образования матрицы из SiO_2 свидетельствуют также и измерения спектров пропускания пленок в ультрафиолетовой области спектра. Как видно из рис.2, в диапазоне 200-300 нм наблюдается провал в спектре пропускания, что может быть обусловлено только собственным поглощением широкозонных слоев SiO_x ($x \approx 2$).

Для подтверждения этого вывода мы увеличили процентное содержание арсенида галлия в композитной пленке путем выбора новой мишени, у которой отношение площадей секторов из GaAs и Si составляло 1:1. Эти пленки подвергались такой же термической обработке в воздухе, как предыдущие. После термообработки спектр пропускания такой пленки сравнивается со спектром пропускания пленок GaAs, также подвергнутых термообработке. Такое сравнение показывает, что эти спектры практически не отличаются друг от друга, а это означает, что поглощение композитных пленок Si/GaAs, подвергнутых термообработке в воздухе, обусловлено только включениями из GaAs. В свою очередь, это может произойти только в том случае, если в данном спектральном диапазоне Si становится прозрачным, т.е. окисляется.

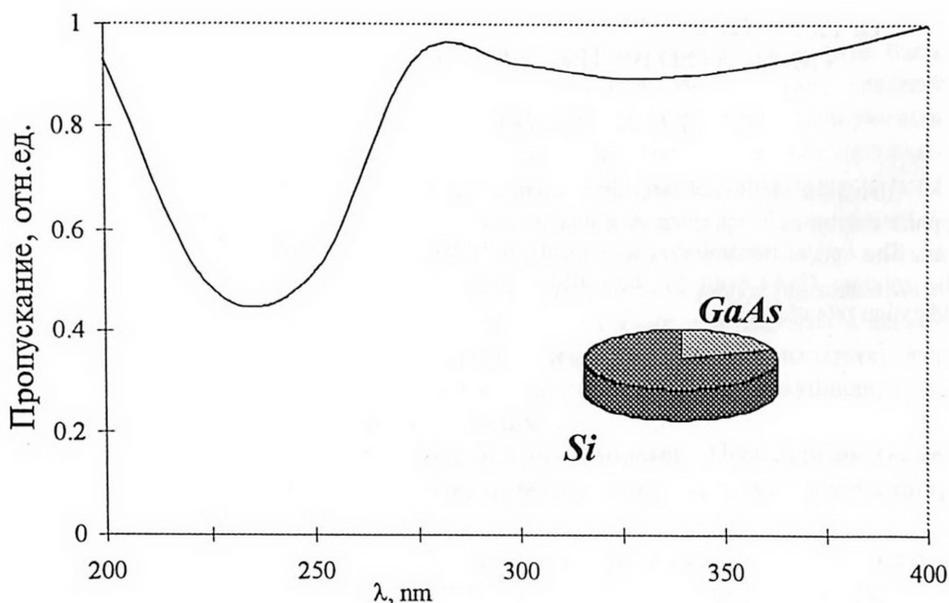


Рис.2. Ультрафиолетовый спектр пропускания пленки SiO_x/GaAs , подвергнутой термической обработке в воздухе при $T=600^\circ\text{C}$, в течение 20 мин.

Таким образом, обобщая результаты проведенных исследований, можно утверждать, что с помощью лазерного распыления можно получить композитные пленки SiO_2/GaAs . Показано, что в смеси Si/GaAs арсенид галлия играет роль катализатора и приводит к значительному росту скорости окисления кремния.

Авторы выражают благодарность С.Г.Петросяну за обсуждение результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. M.Zacharias, P.M.Fauchet. Appl. Phys. Lett., 71, 380 (1997).
2. В.Г.Бару, С.А.Терешин, В.И.Покалякин, М.И.Елинсон, Г.В.Степанов. Микроэлектроника, 22, вып.3, 20 (1993).
3. Г.А.Варданян, П.Г.Петросян, Л.Н.Григорян. ФТП, 28, 1901 (1994).
4. Арсенид галлия: получение, свойства и применение. М., Наука, 1977.

ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ՓՈՇԵՅՐՄԱՆ ԵՂԱՆԱԿՈՎ ՍՏԱՅՎԱԾ SiO_2/GaAs
ԿՈՄՊՈԶԻՏ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐԻ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ԹՈՂԱՆՑՄԱՆ ՍՊԵԿՏՐԸ

Պ.Գ.ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ, Լ.Ն.ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ

Լազերային փոշեցրման եղանակով շափյուղե տակդիրների վրա ստացվել են SiO_2/GaAs կոմպոզիտ քաղանթներ: Ուսումնասիրվել են ստացված քաղանթների օպտիկական քողանցման սպեկտրները: Ցույց է տրված, որ գալիումի արսենիդը GaAs/Si խառնուրդում կատարում է կատալիզատորի դեր և բերում է սիլիցիումի օքսիդացման արագության կտրուկ մեծացման:

OPTICAL TRANSMISSION OF COMPOSITE FILMS OF SiO_2/GaAs
FABRICATED BY THE METHOD OF LASER DEPOSITION

P.G. PETROSYAN, L.N. GRIGORYAN

Using the method of laser deposition, composite films of SiO_2/GaAs have been grown on sapphire substrates by spraying of Si and GaAs in a vacuum beforehand, and then annealing them in air. The optical transmission spectra of the films were measured and it is shown that in the solid mixture GaAs with Si the gallium arsenide plays a catalytic role and increases the oxidization rate of silicon.

В журнале печатаются статьи и краткие сообщения авторов по всем разделам современной физики на русском и армянском языках. Редакция просит авторов при направлении статей придерживаться следующих правил.

1. Статьи, поступающие в редакцию, должны иметь направление от учреждения, в котором выполнена работа, а также акт экспертизы. Название учреждения приводится перед текстом статьи после фамилий авторов.

2. Объем каждой статьи не должен превышать 10 страниц, а краткого сообщения — 3 страниц текста и 2 рисунков. Работы необходимо представлять в двух экземплярах, отпечатанных на машинке или на принтере через 2 интервала.

3. Тексту каждой статьи предшествует индекс УДК, проставленный в левом верхнем углу. Непосредственно перед текстом статьи или краткого сообщения после заглавия помещается аннотация. К работам, представленным на русском языке, должны быть приложены резюме на армянском и английском языках.

4. Следует ограничиваться минимальным количеством рисунков и фотографий. Их размеры не должны превышать 10×15 см. Они должны быть представлены в двух экземплярах, на обороте рисунков необходимо указать фамилии авторов, название статьи и номер рисунка. Подписи к рисункам должны быть собраны на отдельном листе.

5. Формулы следует вписывать четко и крупно, их нумерация должна быть сплошной по всей статье. Греческие буквы надо подчеркивать снизу красной чертой. Векторы не следует помечать стрелкой сверху, а следует подчеркивать снизу синей чертой. В тех случаях, когда заглавные и строчные буквы одинаковы и отличаются только размерами, необходимо в формулах заглавные буквы подчеркивать снизу двумя черточками, а строчные — двумя черточками сверху.

6. Цитируемая литература должна даваться общим списком в конце статьи. В тексте ссылка приводится цифрой в прямых скобках в порядке упоминания в статье. В списке литературы необходимо указать: для книг — инициалы и фамилию автора, название книги, место издания, издательство, год издания; для периодических изданий — инициалы и фамилию автора, название журнала, том, номер выпуска, первую страницу и год издания.

7. Статья должна быть подписана всеми авторами. Необходимо также приложить точный адрес, фамилию, имя, отчество автора и адрес учреждения, где выполнена работа.

8. В случае возвращения автору его рукописи для доработки датой поступления считается день получения редакцией окончательного варианта статьи.

9. Редакция посылает автору одну корректуру. Корректура с подписью автора и датой ее подписания должна быть выслана в редакцию в течение суток с момента ее получения.

Статьи, в которых не соблюдены указанные правила, к рассмотрению приниматься не будут.

Адрес редакции "Известий НАН Армении, Физика": Республика Армения, 375019, Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24-г. Тел. 56-80-67.

Ա.Ս.Վարդանյան. Չերենկովյան ճառագայթումը դիսպերսային միջավայրով բազմաշերտ համառանցք լցված ալիքատարում	323
Գ.Հ.Գրիգորյան, Ե.Թ.Փաշայան, Վ.Օ.Չալոխյան. Ինտերֆերենցիոն երևույթներ երկմակարդակ ատոմի ոչ մոնոքրոմ ճառագայթման հետ փոխազդեցության ժամանակ	329
Ա.Պ.Ջոթյան, Է.Վ.Գալստյան. Լույսի ներգոտիական կլանումը կիսահաղորդիչներում դիսլոկացիոն ցրման դեպքում	333
Վ.Գ.Բաբաջանյան, Գ.Գ.Դեմիրխանյան, Է.Պ.Կոկանյան. Հաֆնիումով ու մագնեզիումով լեգիրացված լիթիումի նիոբատի բյուրեղների օպտիկական կլանումը	340
Ա.Ս.Կուզանյան, Գ.Ռ.Բաղայան, Վ.Ե.Կարապետյան, ԱՍ.Գուլյան. Ճոճվող քիրալի մեթոդով մեծաչափ քաղանթների լազերային փոշենստեցման պրոցեսի որոշ առանձնահատկությունները	347
Գ.Ա.Գեվորգյան. Մեծ հզորության մղմամբ, անընդհատ գործողության պինդ մարմնային լազերի օդով սառեցման օպտիմալ համակարգ.	353
Ս.Ս.Ոսկանյան, Ե.Վ.Ենգիբարյան, Կ.Գ.Կարապետյան, Ժ.Ռ.Փանոսյան. Ալմաստանման ածխածնային քաղանթների օպտիկական հատկությունները	358
Յու.Հ.Ավետիսյան, Ա.Ռ.Ղազարյան. Պարբերաբար բևեռացած LiNbO_3 -ում մակերեսով էմիտվող տերահերցային ճառագայթման զրգռումը տարբերային հաճախության գեներացիայի եղանակով	362
Պ.Գ.Պետրոսյան, Լ.Ն.Գրիգորյան. Լազերային փոշեցրման եղանակով ստացված SiO_2/GaAs կոմպոզիտ քաղանթների օպտիկական քողանցման սպեկտրը	368

CONTENTS

A.S.Vardanyan. Cherenkov radiation in waveguide filled with a multi-layer coaxial dielectric	323
G.G.Grigoryan, Y.T.Pashayan, V.O.Chaltykyan. Interference effects in interaction of two-level atom with nonmonochromatic radiation	329
A.P.Djotyan, E.V.Galstyan. Inner-band light absorption in semiconductors with dislocation mechanism of scattering	333
V.G.Babajanyan, G.G.Demirkhanyan, E.P.Kokanyan. Optical absorption of lithium niobate crystals doped with hafnium and magnesium	340
A.S.Kuzanyan, G.R.Badalyan, V.E.Karapetyan, A.M.Gulian. Some peculiarities of laser deposition of large area films with the tilting target method	347
G.A.Gevorgian. Optimal system of air-cooling for solid-state CW lasers with high pump power	353
S.S.Voskanyan, Y.V.Yengibaryan, K.G.Karapetyan, Zh.R.Panosyan. Optical properties of diamond-like carbon films	358
Yu.H.Avetisyan, A.R.Ghazaryan. Excitation of surface-emitted terahertz radiation by means of difference frequency generation in periodically poled LiNbO_3	362
P.G.Petrosyan, L.N.Grigoryan. Optical transmission of composite films of SiO_2/GaAs fabricated by the method of laser deposition	368

СОДЕРЖАНИЕ

А.С.Варданын. Черенковское излучение в волноводе с многослойным коаксиальным диэлектрическим заполнением . . .	323
Г.Г.Григорян, Е.Т.Пашаян, В.О.Чалтыкян. Интерференционные эффекты при взаимодействии двухуровневого атома с немонахроматическим излучением	329
А.П.Джотян, Э.В.Галстян. Внутризонное поглощение света в полупроводниках при дислокационном механизме рассеяния	333
В.Г.Бабаджанян, Г.Г.Демирханян, Э.П.Коканян. Оптическое поглощение кристаллов ниобата лития, легированных гафнием и магнием	340
А.С.Кузаян, Г.Р.Бадалян, В.Е.Карапетян, А.М.Гулян. Некоторые особенности процесса лазерного напыления больше-размерных пленок методом качающейся мишени	347
Г.А.Геворгян. Оптимальная система воздушного охлаждения для твердотельного лазера непрерывного действия с высокой мощностью накачки	353
С.С.Восканян, Е.В.Енгибарян, К.Г.Карапетян, Ж.Р.Паносян. Оптические свойства алмазоподобных углеродных пленок .	358
Ю.О.Аветисян, А.Р.Казарян. Возбуждение испускаемого с поверхности, терагерцового излучения методом генерации разностной частоты в периодически поляризованном LiNbO_3	362
П.Г.Петросян, Л.Н.Григорян. Оптическое пропускание композитных пленок SiO_2/GaAs , полученных методом лазерного напыления	368

Отпечатано на копи-принтере Rex Rotary CP1280
фирмы RICOH

Заказ №87. Тираж 200.

Сдано в набор 8.12.1999. Подписано к печати 22.12.1999.

Печ. л. 3,5. Бумага КУМ-ultra. Цена договорная.

Издательство "Гитутюн" НАН РА. Компьютерная редакционно-издательская служба.
375019, Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24-г.