ISSN 0002-3035

ФИЗИКА · ՖԻԶԻԿԱ · PHYSICS

ИЗВЕСТИЯ
НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ

PROCEEDINGS
OF NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF ARMENIA

34 № 4 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 ԿՈԼԵԳԻԱ

Վլ. Մ. Հարությունյան, գլխավոր խմբագիր
Է. Գ. Շառոյան, 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. Mkrtchyan
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

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ ИЗВЕСТИЯ

ՖԻԶԻԿԱ ФИЗИКА

ՀԱՏՈՐ ТОМ

34

№ 4

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԱԱ ՀՐԱՏԱՐԱԿՉՈՒԹՅՈՒՆ
ԵՐԵՎԱՆ
ИЗДАТЕЛЬСТВО НАН АРМЕНИИ
ЕРЕВАН
1999

© Национальная Академия наук Армении
Известия НАН Армении, Физика

Известия НАН Армении, Физика, т.34, №4, с.195-202 (1999)

УДК 538.3

О ЧЕРЕНКОВСКОМ ИЗЛУЧЕНИИ В ВОЛНОВОДЕ С КАНАЛОМ, ПРОРЕЗАННЫМ ВНУТРИ ЗАПОЛНЯЮЩЕЙ ВОЛНОВОД СРЕДЫ

А.С. ВАРДАНЯН

Ереванский государственный университет

Э.Д. ГАЗАЗЯН, А.Д. ТЕР-ПОГОСЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 15 декабря 1998 г.)

Проведен теоретический и численный анализ черенковского излучения последовательности заряженных цилиндрических сгустков в круглом волноводе, заполненном дисперсной средой с каналом, прорезанным вдоль оси волновода для уменьшения поляризационных потерь. Показано, что при достаточно большом количестве плотных сгустков и выполнении условия синфазности излучения сгустков в волноводе генерируется излучение со значительными напряженностями полей, пригодными для реализации двухпучковой схемы ускорения.

Введение. В работе [1] рассматривалось черенковское излучение периодической последовательности заряженных сгустков, движущихся по оси волновода, заполненного дисперсной средой. Были получены выражения для продольной компоненты поля излучения, проанализирован спектр излучения для конкретного закона дисперсии, определено число излученных мод, а также максимальная частота спектра излучения. В [1] приведены также численные расчеты поля излучения для параметров пучка стенда Линус-20 ЕрФИ. В настоящей работе, используя методику, разработанную в [1], рассматривается черенковское излучение последовательности заряженных сгустков в случае, когда в волноводе с целью уменьшения боровских потерь прорезан канал для пролета сгустков. Такая задача решена для точечного заряда в [2], и мы будем проводить сравнение с этой работой.

Поле черенковского излучения в волноводе с каналом. Пусть в цилиндрическом волноводе с круглым поперечным сечением по его оси z пролетает периодическая последовательность N одинаковых сгустков. Плотность заряда ρ, согласно [1], имеет вид:

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

где q – заряд каждого из сгустков, r_0 – их радиус, $v=\beta c$ – скорость движения сгустков, d – расстояние между сгустками, $f(\xi)$ – линейное распределение заряда вдоль длины сгустка; $\sigma(r)=0$, когда $r>r_0$, и $\sigma(r)=1$, когда $r\le r_0$. Внутри волновода с радиусом a имеется цилиндрический канал, ось которого совпадает с осью волновода. Диэлектрическая и магнитная проницаемости среды канала ε_1 и μ_1 (в дальнейшем мы рассмотрим пустой канал $\varepsilon_1=\mu_1=1$), радиус канала b предполагаем больше r_0. Вне канала в области $b\le r\le a$ волновод заполнен средой с $\varepsilon=\varepsilon_2$ и $\mu=\mu_2$. Следуя [1], будем искать решения для потенциалов φ_1 (в канале, $r<b$) и φ_2 (вне канала, $b\le r\le a$) в цилиндрической системе координат в следующем виде:

$$\varphi_1(r,z-vt)=\frac{q}{\pi v}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{1}{\varepsilon_1}\left[K_0(k_1r)+\alpha I_0(k_1r)\right]\frac{2I_1(k_1r_0)}{k_1r_0}\phi_{\text{посл}}\left(\frac{\omega}{v}\right)\exp\left[i\frac{\omega}{v}(z-vt)\right]d\omega, \quad (2а)$$

$$\varphi_2(r,z-vt)=\frac{q}{\pi v}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{1}{\varepsilon_2}\left[\eta K_0(k_2r)+\gamma I_0(k_2r)\right]\frac{2I_1(k_1r_0)}{k_1r_0}\phi_{\text{посл}}\left(\frac{\omega}{v}\right)\exp\left[i\frac{\omega}{v}(z-vt)\right]d\omega. \quad (2б)$$

Здесь $k_1=\frac{\omega}{v}\left(1-\varepsilon_1\mu_1\beta^2\right)^{1/2}$, $k_2=\frac{\omega}{v}\left(1-\varepsilon_2\mu_2\beta^2\right)^{1/2}$; I_0, I_1, K_0 – модифицированные функции Бесселя и Ганкеля; функция $\phi_{\text{посл}}\left(\omega/v\right)$ отвечает за излучение N сгустков:

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

а функция

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

отвечает за излучение одного сгустка.

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

$$E_{z\omega1}=E_{z\omega2} \text{ или } \left(1-\varepsilon_1\mu_1\beta^2\right)\varphi_{\omega1}=\left(1-\varepsilon_2\mu_2\beta^2\right)\varphi_{\omega2} \quad (\text{при } r=b);$$
$$H_{\varphi\omega1}=H_{\varphi\omega2} \text{ или } \varepsilon_1\frac{\partial\varphi_{\omega1}}{\partial r}=\varepsilon_2\frac{\partial\varphi_{\omega2}}{\partial r} \quad (\text{при } r=b); \quad (4)$$

$$E_{z\omega2}=0 \text{ или } \varphi_{\omega2}=0 \quad (\text{при } r=a). \quad (5)$$

Удовлетворив граничным условиям (4) и (5), можно определить выражения для коэффициентов α, η и γ, которые оказываются тождественными приведенным в [2] для случая точечного заряда, а потенциалы (2) совпадают с потенциалами точечного заряда за исключением

множителей $2I_1(k_1r_0)/k_1r_0$, ответственного за поперечные размеры сгустка, и $\phi_{\text{посл}}\left(\omega/v\right)$, ответственного за наличие последовательности сгустков с заданным распределением вдоль сгустка.

Запишем с помощью (2а,б) выражения для E_{z1} в канале ($r<b$) и E_{z2} вне канала ($b \le r \le a$) для практически важного случая пустого канала ($\varepsilon_1=\mu_1=1$):

$$E_{z1}=-\frac{q\left(1-\beta^2\right)}{\pi v^2}\operatorname{Re}\int_{-\infty}^{\infty}\left[K_0(k_1r)+\alpha I_0(k_1r)\right]\frac{2I_1(k_1r_0)}{k_1r_0}\phi_{\text{посл}}\left(\frac{\omega}{v}\right)e^{i\frac{\omega}{v}(z-vt)}i\omega d\omega, \qquad (6а)$$

$$E_{z2}=\frac{q}{\pi v^2}\operatorname{Re}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{1-\varepsilon_2\mu_2\beta^2}{\varepsilon_2}\eta\left[K_0(k_2r)-\frac{K_0(k_2a)}{I_0(k_2a)}I_0(k_2r)\right]\phi_{\text{посл}}\left(\frac{\omega}{v}\right)e^{i\frac{\omega}{v}(z-vt)}i\omega d\omega. \qquad (6б)$$

Пусть теперь в среде, окружающей канал, выполняются условия Черенкова: $\varepsilon_2\mu_2\beta^2>1$. В этом случае $k_2=-is_2$, где $s_2=\frac{\omega}{v}\left(\varepsilon_2\mu_2\beta^2-1\right)^{1/2}$; $k_1=\frac{\omega}{v}\sqrt{1-\beta^2}$, и для коэффициентов α и η получаются следующие выражения (см. [2]):

$$\alpha=\left[s_2K_1(k_1b)\Psi_1+\varepsilon_2k_1K_0(k_1b)\Psi_0\right]D^{-1},\quad \eta=-\frac{2}{\pi}\cdot\frac{\varepsilon_2k_1}{s_2b}J_0(s_2a); \qquad (7а)$$

где

$$D=s_2I_1(k_1b)\Psi_1-\varepsilon_2k_1I_0(k_1b)\Psi_0;$$

$$\Psi_0=J_1(s_2b)N_0(s_2a)-J_0(s_2a)N_1(s_2b); \qquad (7б)$$

$$\Psi_1=J_0(s_2b)N_0(s_2a)-J_0(s_2a)N_0(s_2b).$$

При выполнении условия $\varepsilon_2\mu_2\beta^2>1$ в подинтегральных выражениях (6а,б) имеются полюсы на частотах ω_λ, для которых

$$D(\omega_\lambda)=0. \qquad (8)$$

Интегрирование в (6а,б) проводится так же, как и в [1], в комплексной плоскости ω методом теории вычетов, причем в (6а) реальный вклад дает только второе слагаемое в квадратных скобках, а в (6б) – оба слагаемых. Из-за четности выражения (8) по ω получаются парные полюсы $\pm\omega_\lambda$, расположенные симметрично относительно оси мнимых ω. Пусть дисперсионное уравнение (8) удовлетворяется при некоторых значениях χ_λ и χ'_λ аргументов Ψ_0 и Ψ_1, т.е. при

$$\frac{\omega_\lambda}{v}\sqrt{\varepsilon_2\mu_2\beta^2-1}=\frac{\chi_\lambda}{a}=\frac{\chi'_\lambda}{b}, \qquad (8а)$$

где ω_λ определены из уравнения (8). Задавая малое приращение мнимой части диэлектрической проницаемости и учитывая, что при $\omega > 0$ $\varepsilon'' > 0$ и при $\omega < 0$ $\varepsilon'' < 0$ (для временной зависимости $e^{-i\omega t}$), можно показать, что парные полюсы $\pm\omega_\lambda$ смещаются вниз относительно оси действительных частот, и контур интегрирования, как и в [1], необходимо замкнуть в нижней полуокружности. Проведя интегрирование в комплексной плоскости ω, получим:

$$E_{z1} = -\frac{2q\sqrt{1-\beta^2}}{v^2 b}\sum_\lambda \sqrt{\varepsilon\mu\beta^2 - 1}\,\frac{\omega\Psi_1}{\frac{d}{d\omega}D}\,\frac{I_0(k_1 r)}{I_0(k_1 b)}\,\frac{2I_1(k_1 r_0)}{k_1 r_0}\,F_{\text{посл}}\left(\frac{\omega}{v}\right), \qquad (9а)$$

$$E_{z2} = -\frac{2q\sqrt{1-\beta^2}}{v^2 b}\sum_\lambda \sqrt{\varepsilon\mu\beta^2 - 1}\,\frac{\omega\Psi_r}{\frac{d}{d\omega}D}\,\frac{2I_1(k_1 r_0)}{k_1 r_0}\,F_{\text{посл}}\left(\frac{\omega}{v}\right), \qquad (9б)$$

где $\Psi_r = N_0(s_2 a)J_0(s_2 r) - J_0(s_2 a)N_0(s_2 r)$. Здесь суммирование ведется по положительным частотам $\omega = \omega_\lambda$, удовлетворяющим дисперсионному уравнению (8), $\varepsilon = \varepsilon_2$ и $\mu = \mu_2$ являются функциями этих частот (индекс λ опущен, чтобы не загромождать формулы). Функция $F_{\text{посл}}(\omega / v)$ определена в [1] и для последовательности сгустков с гауссовским распределением заряда в каждом из них равна:

$$F_{\text{посл}}\left(\frac{\omega}{v}\right) = \exp\left(-\frac{\omega^2}{4v^2}\overline{\xi^2}\right)\frac{\sin(N\omega d/2v)}{\sin(\omega d/2v)}\cos\frac{\omega}{v}\left[z - vt - (N-1)\frac{d}{2}\right]. \qquad (10)$$

Численный анализ полученных результатов. Расчеты продольной компоненты E_z поля черенковского излучения проводились как для единичного сгустка, так и для последовательности N сгустков по формулам (9а,б), (10). В качестве модели дисперсной среды, как и в [1], принята экстраполяционная модель для ε:

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \frac{\varepsilon_0 - 1}{1 + (\omega\tau)^2}, \qquad (11)$$

причем выбраны значения $\varepsilon_0 = 2{,}1$, $\tau = 7{,}22 \cdot 10^{-13}$ сек., которые хорошо описывают диэлектрические свойства тефлона [1,3]. В расчетах использовались параметры пучка стенда Линус-20 ЕрФИ: $\gamma = 10$ ($\beta = 0{,}995$), число электронов в сгустке $3 \cdot 10^9$ с гауссовским распределением заряда вдоль длины сгустка $\sqrt{\overline{\xi^2}} = 0{,}5$ см и радиусом сгустков $r_0 = 0{,}5$ см. Радиус волновода $a = 3{,}802$ см, радиус канала $b = 0{,}7$ см.

На рис.1 приведены расчеты поля черенковских волн E_z на оси волновода $r = 0$ (в канале) для единичного сгустка в зависимости от параметра $z - vt$.

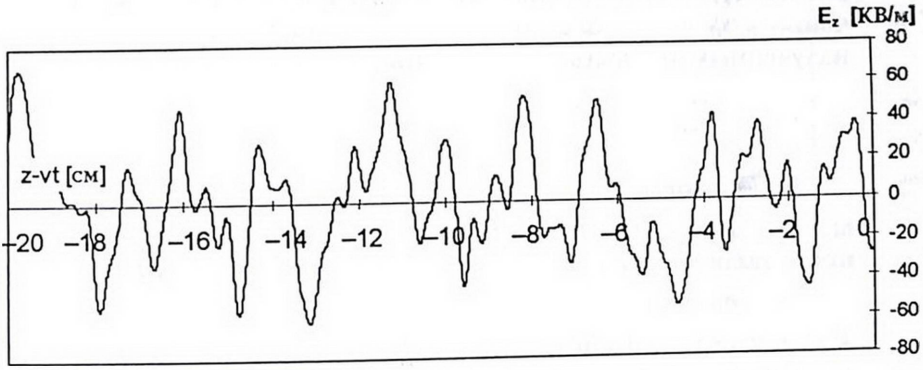

Рис.1. E_z-компонента поля излучения одиночного сгустка в канале в зависимости от $z - vt$ (см).

Как видно из рис.1, картина поля в волноводе с каналом имеет много общего с картиной поля в волноводе со сплошной средой (см.[1]). Наличие канала приводит к некоторому размыванию пиков и, что более существенно, к уменьшению величин напряженностей. Такой результат понятен, поскольку наличие канала еще более усиливает дисперсные свойства волновода.

На рис.2 и 3 приведено E_z вдоль радиуса волновода r(см) для двух значений $z - vt$. На рис.2 фиксировано значение $z - vt = -1{,}285$ см, что соответствует нулю E_z на оси волновода (см. рис.1). На рис.3 фиксировано значение $z - vt = -6{,}48$ см, что соответствует максимальному значению $E_z = 49{,}8$ кВ/м на оси волновода (см. рис.1).

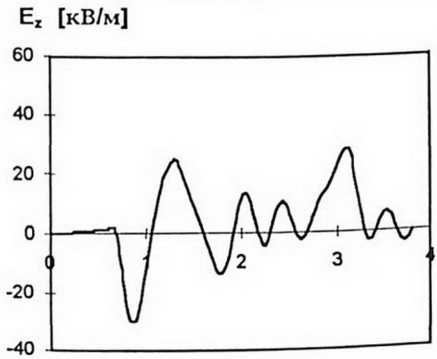

Рис.2. E_z-компонента поля излучения одиночного сгустка в поперечном сечении волновода ($z - vt = -1{,}285$ см).

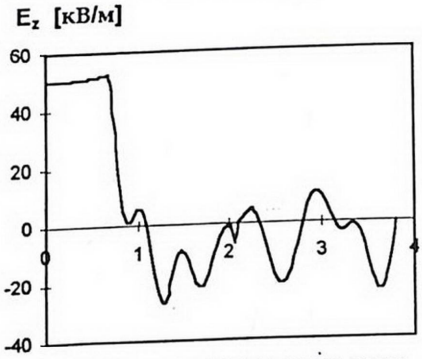

Рис.3. E_z-компонента поля излучения одиночного сгустка в поперечном сечении волновода ($z - vt = -6{,}48$ см).

Как видно из рис.2 и 3, поле излучения E_z в поперечном сечении канала практически однородно, его величина слабо растет от оси волновода к границе среды, и только вблизи этой границы претерпевает резкое изменение. Поле в среде имеет осциллирующий характер со значительными амплитудами даже в случае, когда на оси поле равно нулю (рис. 2).

Особый интерес представляет излучение периодической последовательности сгустков. Как следует из (9а,б) и (10), максимальное излучение можно ожидать при условии синфазного суммирования полей, излученных отдельными сгустками:

$$\frac{\omega_\lambda d}{2v} = \pi k\,, \quad k = 1,2,... \tag{12}$$

Поскольку v/d равно частоте следования сгустков $\nu_{сл}$, то условие (12) означает, что синфазное суммирование, при котором напряженность поля может увеличиваться примерно в N раз, происходит на частоте излученной волны $\nu = \omega / 2\pi$, равной (при $k = 1$) или кратной (при $k \neq 1$) частоте следования сгустков. При заданной частоте следования сгустков ($\nu_{сл} = 2{,}793$ ГГц) можно с помощью формулы (8а) подобрать размеры волновода ($a = 3{,}802$ см) и канала ($b = 0{,}7$ см), при которых будет усиливаться первая мода черенковского излучения $\nu_1 = \nu_{сл}$. На рис.4 приведена напряженность поля E_z в одномодовом режиме для последовательности $N = 3000$ сгустков.

Как видно из рис.4, за последовательностью сгустков вдоль оси канала распространяется квазисинусоидальное колебание с длиной волны $\lambda \approx 10$ см, что соответствует частоте следования. Значительное число сгустков приводит к тому, что практически невозможно отличить эту волну от чистой синусоиды, т.е. эффективность излучения всех остальных мод практически сведена к нулю. Напряженность поля в максимуме достигает ~28.5 МВ/м. Заметим, однако, что в пучке Линус-20 содержатся 30000 таких сгустков, т.е. в действительности можно ожидать значения напряженности около 300 МВ/м. Таким образом, черенковский механизм является очень перспективным в смысле его использования при разработке двухпучковой схемы ускорения.

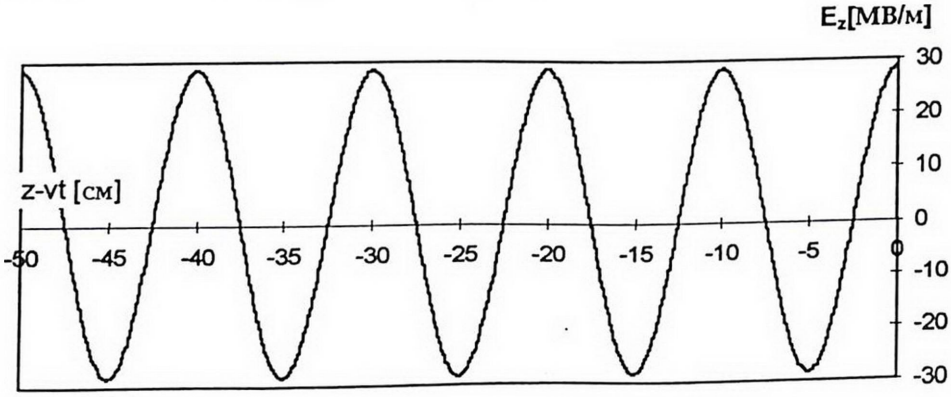

Рис.4. E_z-компонента поля излучения последовательности N = 3000 сгустков на оси канала в зависимости от параметра $z - vt$ (см).

На рис.5 приведено распределение напряженности поля E_z, создаваемого последовательностью $N = 3000$ сгустков вдоль радиуса волновода при фиксированном $z - vt = -2{,}49953$ см, что соответствует нулевому значению поля на оси.

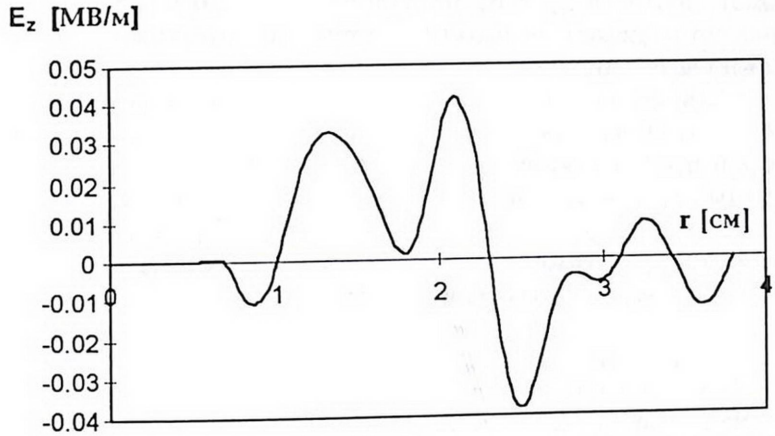

Рис.5. Распределение напряженности поля E_z (N = 3000) вдоль радиуса волновода в сечении $z - vt = -2{,}49953$ см.

Как видим, в сечениях, где напряженность поля обращается в ноль на оси, она отлична от нуля в среде, хотя значительно ниже максимальных значений напряженности на оси.

Представляется интересным исследовать распределение поля излучения последовательности сгустков для различных радиусов канала. При этом, чтобы сохранить условие синфазности излучения на частоте, равной частоте следования сгустков, выбираются соответствующие значения радиусов волновода, согласно (8а). На рис.6 кривым 1, 2, 3 и 4 соответствуют четыре пары значений b и a, причем рассматриваются случаи максимальных значений поля на оси.

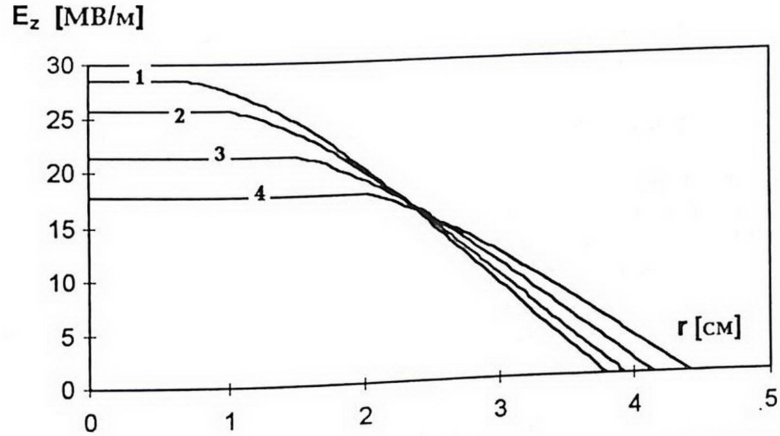

Рис.6. Распределение E_z вдоль радиуса волновода для четырех различных значений канала и радиуса волновода: 1. b = 0,7 см, a = 3,802 см; 2. b = 1 см, a = 3,909 см; 3. b = 1,5 см, a = 4,138 см; 4. b = 2 см, a = 4,412 см.

Как видим, напряженность поля на оси канала существенно увеличивается с уменьшением радиуса канала. В самом канале поле практически однородно: увеличение его вдоль радиуса относительно значения напряженности на оси канала составляет для кривых 1-4, соответственно, 0,036%, 0,078%, 0,225% и 0,4%. Поле в среде достаточно медленно

спадает, достигая нуля на металлической стенке волновода. Такое поведение поля делает возможным схему двухпучкового ускорения с параллельными каналами.

Заключение. Проведенные исследования позволяют количественно описать поля черенковских волн в волноводе с дисперсной средой, в которой прорезан канал для уменьшения поляризационных потерь. Полученные результаты позволяют утверждать, что черенковский механизм является весьма перспективным для будущих двухпучковых схем ускорения, если при этом использовать периодическую последовательность сгустков с достаточно большим током.

Следует однако отметить, что в проведенном исследовании из рассмотрения выпала проблема учета потерь в среде и на стенках волновода. Такие потери, несомненно, уменьшат значения напряженностей. Эта проблема является предметом дальнейших исследований. Тем не менее, показанные выше высокие оценки (~300 МВ/м) позволяют надеяться на возможность получения высокого темпа ускорения в реальных структурах.

Работа выполнена при поддержке гранта МНТЦ А-087.

ЛИТЕРАТУРА

1. **А.С.Варданян, Э.Д.Газазян, А.Д.Тер-Погосян.** Особенности черенковского излучения в волноводе с дисперсной диэлектрической средой. Изв. НАН Армении, Физика, **34**, №1, 35 (1999).
2. **Б.М.Болотовский.** Теория эффекта Вавилова–Черенкова (III). УФН, **75**, вып.2, 295 (1961).
3. **Дж.К.Саусворт.** Принципы и применения волноводной передачи. М., Сов. Радио, 1955.

ՉԵՐԵՆԿՈՎՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՄԱՍԻՆ ԵՐԿՈՒ ՄԻՋԱՎԱՅՐԵՐՈՎ ՀԱՄԱՌԱՆՑՔ ԼՑՎԱԾ ԱԼԻՔԱՏԱՐՈՒՄ

Ա.Ս.ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ, Է.Դ.ԳԱԶԱԶՅԱՆ, Ա.Դ.ՏԵՐ-ՊՈՂՈՍՅԱՆ

Վերլուծված է լիցքավորված թանձրուկների պարբերական հաջորդականության չերենկովյան ճառագայթումը դիսպերսային միջավայրով լցված կլոր ալիքատարում, որում արված է անցք նրա առանցքի երկարությամբ՝ փոքրացնելու համար բևեռացման կորուստները: Ցույց է տրված, որ լիցքի մեծ խտություն ունեցող թանձրուկների թվի մեծ արժեքների և նրանց համափուլ ճառագայթման դեպքում ալիքատարում մակածվում են մեծ լարվածության էլեկտրական դաշտեր, ինչը հնարավոր է դարձնում արագացման երկփնջային մեխանիզմի իրականացումը:

ON THE CHERENKOV RADIATION IN THE WAVEGUIDE WITH THE CANAL IN THE MEDIUM FILLING THE WAVEGUIDE

A.S.VARDANIAN, E.D.GAZAZIAN, A.D.TER-POGOSSIAN

Theoretical and numerical analysis of the train of the charged particles cylindrical bunches Cherenkov radiation in the waveguide filled with the dispersive dielectric medium and with the canal cut along the axis of the waveguide to decrease the polarization losses are carried out. It is shown that the sufficiently high densities of the electric field are generated in the waveguide being suitable for the two-beam acceleration mechanism at the sufficiently high value of the number of the dense bunches radiating in phase.

Известия НАН Армении, Физика, т.34, №4, с.203-210 (1999)

УДК 537.564

ИОНИЗАЦИЯ КОЛЕБАТЕЛЬНО-ВОЗБУЖДЕННЫХ МОЛЕКУЛ ВОДОРОДА ЭЛЕКТРОНАМИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ ВБЛИЗИ ПОРОГА ИОНИЗАЦИИ

Г.Н. САРГСЯН

Институт химической физики НАН Армении

(Поступила в редакцию 15 декабря 1998 г.)

Теоретическим полуэмпирическим методом получены отношения сечений ионизации колебательно-возбужденных молекул водорода с уровней $\nu = 1-5$ к сечению ионизации с основного колебательного уровня $\nu = 0$ основного электронного состояния $^1\Sigma_g^+$ вблизи порога ионизации. Используя экспериментально измеренную кривую эффективности ионизации $H_2(^1\Sigma_g^+, \nu = 0)$, построены зависимости сечений ионизации $H_2(^1\Sigma_g^+, \nu = 1-5)$ от энергий до 1,7 эВ выше порога ионизации.

Экспериментально установлено, что ионизация молекул водорода вблизи порога происходит по автоионизационному механизму [1-4]. Это явление отличается той особенностью, что при столкновении ионизирующих частиц с молекулой или атомом первоначально образуется промежуточное высоковозбужденное ридберговское состояние, которое впоследствии ионизуется. Этому явлению присущи особенности как процессов столкновения [5-6], так и процессов превращения возбужденной системы в зависимости от перераспределения внутренней энергии [7-12].

Схематически этот процесс можно представить в виде

$$\rightarrow H_2^+(^2\Sigma_g^+, \nu') + 2e \tag{1}$$

$$\rightarrow H_2^+(^2\Sigma_g^+, \nu'') + 2e \tag{2}$$

$$e + H_2(^1\Sigma_g^+, \nu') \rightarrow e + H_2^R(M) \rightarrow H_2(\nu''') + e + \hbar\nu \tag{3}$$

$$\rightarrow H(n_1, l_1, m_1) + H(n_2, l_2, m_2) + e \tag{4}$$

$$\rightarrow \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots > , \tag{5}$$

где (1) – канал прямой ионизации, (2) – канал автоионизации, (3) – канал

радиационной стабилизации, (4) – канал предиссоциации, (5) – другие каналы превращения, $H_2^R(M)$ – молекула водорода, возбужденная на ридберговское состояние.

Однако, исходя из известных литературных данных [7-17], невозможно провести точный расчет сечений ионизации колебательно-возбужденных молекул водорода по автоионизационному механизму. При таких обстоятельствах более продуктивным является полуэмпирический подход, который, как известно, является обработкой экспериментальных данных с помощью различных теоретических моделей.

Целью настоящей работы является получение отношений сечений ионизации колебательно-возбужденных молекул водорода $H_2^+(^1\Sigma_g^+,v)$ с уровней $v=1\div5$ к сечению ионизации с нулевого колебательного уровня, вблизи порога ионизации.

В данной работе переход молекулы водорода с основного электронного состояния $H_2^+(^1\Sigma_g^+,v)$ на ридберговское состояние рассматривается в рамках принципа Франка-Кондона, т.е. принимается, что сечение электронно-колебательного перехода пропорционально факторам Франка-Кондона [13,18,19]:

$$\sigma_{nv}^{n'v'}(E_e)=\left|M(\Delta E_{nv}^{n'v'},E_e)\right|^2 . q_{nv}^{n'v'}, \tag{1}$$

где $q_{nv}^{n'v'}=\int\psi_{v'}^{*}(r)\psi_v(r)\,dr$ – факторы Франка-Кондона, $\sigma_{nv}^{n'v'}(E_e)$ – сечение электронно-колебательного перехода из состояния (n,v) в состояние n',v', $M(\Delta E_{nv}^{n'v'},E_e)$ – матричный элемент перехода, $\psi_v,\psi_{v'}$ – колебательные волновые функции, r – межъядерное расстояние.

Определение величины и зависимости $M(\Delta E_{nv}^{n'v'},E_e)$ от энергии вблизи порога в общем случае точно не известно. Не опасаясь допущения существенной неточности, в настоящей работе, исходя из гипотезы Вигнера [20] и Ванье [21,22], принято, что для процессов возбуждения и прямой ионизации зависимость сечений от энергии вблизи порога определяется главным образом числом электронов, покидающих промежуточный комплекс (электрон+молекула), и что зависимость сечения передачи энергии выше порога от энергии столкновения можно представить в виде "ступеньки":

$$\left|M(\Delta E_{nv}^{n'v'},E_e)\right|^2 \sim \begin{cases} \text{const}\cdot f(\Delta E_{nv}^{n'v'}), & \text{если} \quad E_e \ge E_t, \\ 0, & \text{если} \quad E_e < E_t, \end{cases} \tag{2}$$

где $f(\Delta E_{nv}^{n'v'})$ – функция зависимости величины матричного элемента электронного перехода от количества передаваемой энергии, E_t – энергия порога ионизации. В нашей работе принято

$$f(\Delta E_{nv}^{n'v'}) \sim 1/n^3 . \tag{3}$$

Отметим, что в экспериментальных работах [15,16] авторами получена "ступенчатая" зависимость возбуждения на ридберговские уровни $15 \le n \le 80$ вблизи порога сечения, что подтверждает разумность сделанного предположения.

Как показывает анализ экспериментальных и теоретических работ [7-12], молекулы водорода, находящиеся в ридберговских состояниях, преимущественно автоионизуются или подвергаются предиссоциации. Конкуренция между этими процессами и характеризует общую картину процесса.

Автоионизация более эффективна, когда переходы $\Delta v = v_f - v_i = -1$ энергетически разрешены, во всех остальных случаях скорости автоионизации и предиссоциации имеют почти одинаковые зависимости [3,4,13,14,18,19] (здесь v_i, v_f – колебательные уровни ридберговского терма и иона соответственно).

В работе [1] проведено сравнение сечения ионизации молекул водорода $H_2(^1\Sigma_g^+, v=0)$ при столкновении с электронами с сечением фотоионизации $H_2(^1\Sigma_g^+, v=0)$. Обнаружены одинаковая зависимость от энергии и совпадение структур на кривых зависимостей. Это, по-видимому, свидетельствует о том, что при ионизации электронным ударом наиболее эффективны оптически разрешенные переходы, т.к. скорости распада молекул, находящихся в ридберговских состояниях, не зависят от способа их возбуждения [7].

Исходя из этого, в настоящей работе, для получения среднего значения величины эффективности автоионизации, использованы данные, полученные для скоростей автоионизации и предиссоциации молекул водорода с ридберговских состояний, которые образуются в рамках оптически разрешенных переходов.

Фундаментальным исследованием в области фотоионизации молекул водорода вблизи порога является экспериментальная работа [3]. Измерения относятся к интервалу длин волн фотонов λ = 715 ÷ 805Å с разрешающей способностью спектральной установки 0.016Å. В этой области энергий у молекул водорода расположены ридберговские состояния, сходящиеся к $H_2(^1\Sigma_g^+, v=1-6)$. Видно, что ионы образуются только тогда, когда энергия поглощенного фотона точно равняется величине, необходимой для возбуждения молекулы на ридберговское состояние, и выход ионов прекращается, если энергия фотона превышает энергию ридберговского состояния. Таким образом, вместо "ступенчатого" закона зависимости сечения фотоионизации от энергии ионизирующих фотонов, получаются отдельные симметричные пики. Эти два обстоятельства говорят о том, что ионизация происходит только по автоионизационному механизму.

Сечения ионизации молекул через автоионизационные (сверхвозбужденные) состояния можно представить в виде

$$\sigma^{io}(i|m|k, E_e) = \sum_m \sigma(i|m)\, Y^{io}(m|k)\,, \tag{4}$$

где i – исходное состояние нейтральной молекулы, m – состояние про-

межуточного ридберговского уровня, k – состояние иона, $\sigma(i|m)$ – сечение возбуждения автоионизационного ридберговского терма, $\Upsilon^{io}(m|k)$ – эффективность автоионизации:

$$\Upsilon^{io}(m|k) = \frac{\gamma^{io}(m|k)}{\gamma^{io}(m|k) + \gamma^{d}(m) + \gamma^{r.s.}(m)},$$

где $\gamma^{io}(m|k)$, $\gamma^{d}(m)$, $\gamma^{r.s.}(m)$ – вероятности автоионизации, предиссоциации и радиационной стабилизации, соответственно.

Для отношения сечений ионизации с разных колебательных уровней v основного электронного состояния молекулы водорода на все возможные уровни основного электронного состояния иона молекулы водорода в рамках приближений, изложенных выше, можно написать:

$$\frac{\sigma^{io}({}^1\Sigma_g^+ v_1 |m| {}^2\Sigma_g^+ \Delta E, E_e)}{\sigma^{io}({}^1\Sigma_g^+ v_2 |m| {}^2\Sigma_g^+ \Delta E, E_e)} = \frac{\sum\limits_m \frac{q_{0v_1}^{n'v'}}{n^3} \Upsilon^{io}(m|{}^2\Sigma_g^+)}{\sum\limits_m \frac{q_{0v_2}^{n'v'}}{n^3} \Upsilon^{io}(m|{}^2\Sigma_g^+)}, \qquad (5)$$

$$\Delta E = E_e - E_t^{v_1} = E_e' - E_t^{v_2},$$

где $E_t^{v_1,v_2}$ – энергия порога ионизации с v_1 и v_2 соответственно, E_e, E_e' – энергия ионизирующих электронов, v_1, v_2 – колебательные уровни основного электронного терма.

При проведении расчетов мы исходили из следующих фактов.

1. Из-за недостаточной информации не представлялось возможным получить эффективность автоионизации молекул водорода с каждого отдельного уровня, описываемого полным набором квантовых чисел $m = n, v, l, J, \Lambda$. Поэтому в данной работе использовались эффективности автоионизации для данного n-ого ридберговского состояния, усредненные по всем остальным квантовым числам.

2. Принято, что при $n \geq 10$ состояния на 100% автоионизуются, т.к. в интересующей нас области энергий (около 2 эВ выше порога ионизации) скорость автоионизации молекул водорода из эффективно заселенных колебательных уровней термов $n \geq 10$ примерно на два порядка превышает скорости других процессов превращения.

3. Для величины эффективности автоионизации молекул водорода из состояний $n = 5 \div 10$ значения $\Upsilon^{io}(m|k)$ находились из результатов теоретических [7-12] и экспериментальных [3-4] работ (см. таблицу 1).

4. Так как электронные термы высоковозбужденных ридберговских состояний водорода близко расположены и почти повторяют ионный терм, для значений факторов Франка-Кондона использованы величины, полученные для перехода $H_2({}^1\Sigma_g^+, v) \to H_2^+({}^2\Sigma_g^+, v')$ в работе [17].

Таблица 1. Эффективности автоионизации ридберговских термов, использованные в данной работе (получены из обработки литературных данных [3,4,7-12]).

N	3	4	5	6	7	8	9
$\Upsilon^{io}(n)$,%	0	10	70	74	89	100	100

При заданных значениях $\Delta E = E_e - E_t^{v_1} = E_e' - E_t^{v_2}$ передаваемая молекуле энергия одинаково превышает энергию соответствующего порога ионизации с v_1 и v_2 и, следовательно, в обоих случаях могут заселяться те же самые колебательные уровни ридберговских термов. И при допущении одинаковости факторов Франка-Кондона для перехода с основного электронного терма на разные ридберговские уровни формула (5) принимает вид

$$\frac{\sigma^{io}(^1\Sigma_g^+, v_1 | m |^2\Sigma_g^+, E)}{\sigma^{io}(^1\Sigma_g^+, v_2 | m |^2\Sigma_g^+, E)} = \frac{\sum_n \sum_{v_n} \frac{q_{v_1,v_n}}{n^3} \Upsilon^{io}(n |^2\Sigma_g^+)}{\sum_n \sum_{v_n} \frac{q_{v_2,v_n}}{n^3} \Upsilon^{io}(n |^2\Sigma_g^+)}. \qquad (6)$$

По найденным значениям $\Upsilon^{io}(n|k)$ по формуле (6) нами рассчитаны отношения сечений ионизации $H_2(v)$ с колебательных уровней v = 1–5 к сечению ионизации с нулевого колебательного уровня v = 0 в интервале энергий 1,7 эВ выше порога ионизации с каждого колебательного уровня. Полученные данные приведены в таблице 2.

Из таблицы 2 видно, что сечения ионизации с колебательно-возбужденных уровней H_2 (v = 1–5) в интервале энергий 1,7 эВ в среднем не превышают 70% той же величины с нулевого колебательного уровня. По экспериментально измеренной зависимости $\sigma_{H_2}^{ex.}(E_e)$ из работы [2] и по рассчитанным по формуле (6) значениям $[\sigma_{H_2}(v=1-5)/\sigma_{H_2}(v=0)]^{cal.}$ нами получены зависимости $\sigma_{H_2}(v=1-5, E_e)$ от энергии ионизирующих электронов:

$$\sigma_{H_2}(v=1-5, \Delta E) = \left[\frac{\sigma_{H_2}(v=1-5, \Delta E)}{\sigma_{H_2}(v=0, \Delta E)}\right]^{cal.} \cdot \sigma_{H_2}^{ex.}(v=0, \Delta E). \qquad (7)$$

Таблица 2. Отношения сечений ионизации $H_2(\nu = 1–5)$ к сечению ионизации $H_2(\nu = 0)$, полученные по формуле (6).

ΔE(eV)	$\frac{\sigma(\nu=1)}{\sigma(\nu=0)}$	$\frac{\sigma(\nu=2)}{\sigma(\nu=0)}$	$\frac{\sigma(\nu=3)}{\sigma(\nu=0)}$	$\frac{\sigma(\nu=4)}{\sigma(\nu=0)}$	$\frac{\sigma(\nu=5)}{\sigma(\nu=0)}$
0.1	0.25	0.29	0.78	0.69.	0.17
0.2	0.55	0.67	0.71	0.95	0.98
0.3	0.59	0.27	0.72	0.98	1.05
0.4	0.48	0.36	0.57	0.67	0.9
0.5	0.3	0.42	0.47	0.59	0.77
0.6	0.37	0.38	0.44	0.66	0.82
0.7	0.39	0.38	0.5	0.74	0.62
0.8	0.4	0.37	0.7	0.7	0.78
0.9	0.39	0.38	0.49	0.49	0.76
1	0.33	0.42	0.43	0.53	0.72
1.1	0.42	0.44	0.47	0.54	0.75
1.2	0.45	0.43	.47	0.53	0.63
1.3	0.48	0.42	0.46	0.53	0.68
1.4	0.54	0.43	0.46	0.56	0.71
1.5	0.57	0.45	0.46	0.59	0.74
1.6	0.56	0.43	0.45	0.61	0.89
1.7	0.93	0.88	0.7	0.63	0.7

Результаты приведены на рис.1. Видно, что продолжения этих кривых идут в соответствующие пороги, откуда следует, что по имеющимся кривым эффективности ионизации (КЭИ) $H_2(\nu)$ можно судить о колебательном состоянии исходной молекулы. На кривой эффективности ионизации $H_2(\nu)$ с колебательных уровней $\nu = 5$ и $\nu = 1$ имеется ярко выраженный излом. Этот излом на кривой эффективности ионизации $H_2(\nu)$ не соответствует местам расположения колебательных уровней иона $H_2^+(\nu)$. Следовательно, при автоионизации излом на КЭИ молекулы $H_2(\nu)$ является суммарным эффектом процессов автоионизации ридберговских состояний и не может дать информацию о колебательном состоянии образовавшегося иона.

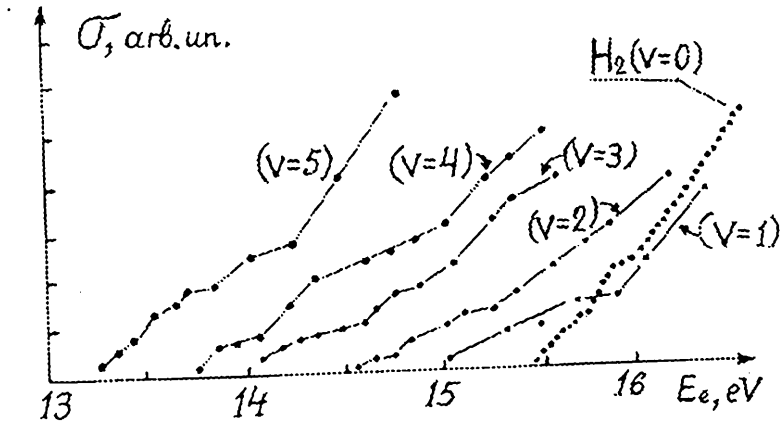

Рис.1. Кривые эффективности ионизации $H_2(v)$, полученные с помощью полуэмпирического расчета в данной работе.

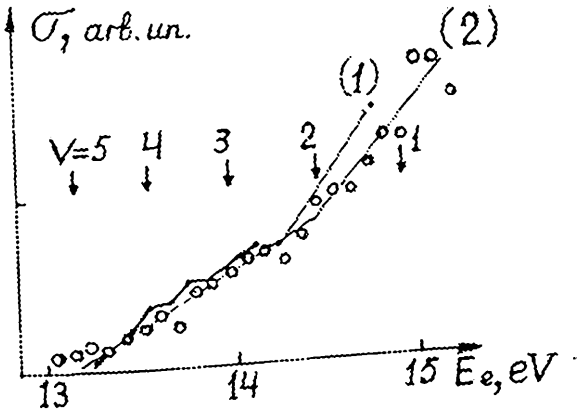

Рис.2. Кривые эффективности ионизации $H_2(v=5)$: 1 – кривая эффективности ионизации $H_2(v=5)$, полученная методом полуэмпирического расчета, 2 – кривая эффективности ионизации $H_2(v=5)$, полученная в работе [23] из эксперимента.

На рис.2 приведены КЭИ $H_2(v=5)$, полученные нами методом полуэмпирического расчета, и для сравнения КЭИ $H_2(v=5)$ из экспериментальной работы [23]. Как видно из рисунка, наблюдается хорошее совпадение этих кривых, причем как экспериментальные, так и теоретические кривые имеют одинаковую зависимость (совпадают места изломов на этих кривых).

Отсюда можно предположить, что использованная нами модель правильно описывает природу явления ионизации по автоионизационному механизму, вблизи порога ионизации. Имея экспериментально из-

меренную КЭИ двухатомной молекулы с основного колебательного состояния, с помощью предложенной в данной работе модели можно получить КЭИ и с колебательно-возбужденных уровней данной молекулы.

ЛИТЕРАТУРА

1. **J.M.McGovan, M.A.Fineman, E.M.Clarke**, and **H.P.Hadson**. Phys. Rev., **167**, 52, (1968).
2. **F.P.Lossing, G.P.Semeluk**. Intern. J. of Mass-Spectrom. Ion Phys., **2**, 408 (1969).
3. **P.M.Dehmer, W.A.Chupka**. J. Chem. Phys., **65**, 2243 (1976).
4. **G.Hertzberg** and **C.Jungen**. J. Mol. Spectroscopy, **41**, 425 (1972).
5. **S.M.Tarr, J.A.Sheiavone, R.S.Freund**. Bull. Am. Phys. Soc., **25**, 118 (1980).
6. **S.P.McClynn, S.Chutopud, P.Hocherman, H.J.Wang**. J. Chem. Phys., **68**, 4738 (1978).
7. **R.S.Berry, S.E.Nielsen**. Phys. Rev. A, **1**, 359 (1970).
8. **J.N.Bardsley**. Chem. Phys. Letters, **1**, 229 (1967).
9. **R.S.Berry**. J. Chem. Phys., **49**, 1228 (1966).
10. **Ch.Jungen** and **P.Atabec**. J. Chem. Phys., **66**, 5584 (1977).
11. **Г.В.Голубков, Г.К.Иванов**. ЖЭТФ, **80**, 1321 (1981).
12. **T.N.Rescigno, C.W.McCurdy**, and **V.McKoy**. Phys. Rev. A, **13**, 216 (1976).
13. **Л.С.Полак и др**. Теоретическая и прикладная плазмохимия. М., Наука, 1975.
14. **J.D.Morrison**. J. Appl. Phys., **128**, 1409 (1967).
15. **S.Tarr, J.Shiavone, R.S.Freud**. Phys. Rev. Letters, **44**, 1660 (1980).
16. **C.A.Kocher** and **A.J.Smith**. Phys. Letters A, **61**, 309 (1977).
17. **M.R.Flanery, H.Tai**, and **D.L.Albriton**. Atom Data and Nuclear Data Tables, **20**, 563 (1977).
18. **E.U.Condon**. Phys. Rev., **32**, 858 (1928).
19. **S.E.Schwartz**. J. Chem. Educ., **50**, 608 (1973).
20. **E.P.Wigner**. Phys. Rev., **79**, 1002 (1948).
21. **C.H.Wannier**. Phys. Rev., **90**, 47 (1953).
22. **C.H.Wannier**. Phys. Rev., **100**, 1180 (1956).
23. **А.Ф.Додонов, В.В.Зеленов, А.С.Кукуй, Е.А.Пономарев, В.Л.Тальрозе**. Химическая физика, **4**, 1344 (1985).

ՏԱՏԱՆՈՂԱԿԱՆ ԳՐԳՌՎԱԾ ՋՐԱԾՆԻ ՄՈԼԵԿՈՒԼՆԵՐԻ ԻՈՆԱՑՈՒՄԸ ՑԱԾՐ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐՈՎ, ԻՈՆԱՑՄԱՆ ՇԵՄԻ ՄՈՏԱԿԱՅՔՈՒՄ

Գ. Ն. ՍԱՐԳՍՅԱՆ

Ցածր էներգիայի էլեկտրոններով ատոմների ու մոլեկուլների իոնացման ավտոիոնացման մեխանիզմի հիման վրա առաջարկված է տեսական կիսաէմպիրիկ մոդել: Այդ մոդելի օգնությամբ հաշվարկվել են տատանողական գրգռված ջրածնի մոլեկուլների իոնացման լայնական կտրվածքների հարաբերությունները տարբեր տատանողական մակարդակներից:

IONIZATION OF VIBRATIONALLY-EXCITED HYDROGEN MOLECULES BY LOW ENERGY ELECTRONS NEAR THE IONIZATION THRESHOLD

G. N. SARGSYAN

On the basis of the auto-ionization mechanisms of the electron impact ionization of atoms and molecules near the ionization threshold the semiempirical model is suggested. With the help of this model the relations of ionizations cross-sections of vibrationally-excited hydrogen molecules from different vibrational levels are calculated.

Известия НАН Армении, Физика, т.34, №4, с.211-216 (1999)

УДК 538.2

ОБОБЩЕНИЕ ФОРМУЛЫ БРЭГГА ДЛЯ СРЕД С НЕОБРАТИМОСТЬЮ ВОЛН

О.С. ЕРИЦЯН

Ереванский государственнный университет

(Поступила в редакцию 18 марта 1998 г.)

Рассмотрено дифракционное отражение электромагнитной волны в периодически неоднородной гиротропной среде. Показано, что фазовое условие Брэгга должно содержать две длины волн (а не одну, как обычно), соответствующие прямой (падающей) и обратной (рассеянной) волнам. Известная векторная диаграмма, выражающая уравнение Лауэ [1], перестает быть симметричной относительно плоскости, перпендикулярной вектору обратной решетки и делящей последний пополам. При нормальном к слоям падении период неоднородности перестает быть кратным полудлине волны в отличие от случая отсутствия необратимости волн.

1. Введение

а) Постановка задачи. Теория распространения электромагнитной волны в периодически неоднородных средах развита как для кристаллов в области рентгеновских длин волн [2], так и для холестерических жидких кристаллов [3], периодическая неоднородность которых эффективно проявляется в оптической области длин волн.

Во всех случаях, включая также дифракцию света на периодических неоднородностях, возбуждаемых внешними полями, имеем дело с распространением электромагнитной волны в среде с периодической зависимостью диэлектрической проницаемости или электронной плотности (см. [1]) от координат.

С другой стороны, в отличие от традиционных периодически неоднородных сред, в которых имеет место общеизвестная оптическая обратимость, известны среды, в которых имеет место необратимость волн [4-6]. Дисперсионное уравнение для таких сред не инвариантно относительно изменения знака волнового вектора на обратный. Такими средами являются естественно гиротропные среды в присутствии внешнего магнитного поля и среды со спиральной структурой (в частности, холестерические жидкие кристаллы) – также в присутствии магнитного поля.

В настоящей работе мы рассмотрим дифракционное отражение в средах с необратимостью волн и получим соотношения, выражающие уравнение Лауэ $\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_i = \mathbf{b}$ ($\mathbf{k}_i$, $\mathbf{k}_s$ – волновые векторы прямой и обратной волн соответственно, $\mathbf{b}$ – вектор обратной решетки). При этом ус-

ловие Брэгга, представляющее собой результат проектирования уравнения Лауэ на направление **b**, меняет свою форму.

б) Необратимость волн. Характерным свойством дисперсионного уравнения, описывающего распространение электромагнитной волны в изотропных, анизотропных, естественно гиротропных средах, является его инвариантность относительно изменения знака волнового вектора; это свойство математически выражается в том, что волновой вектор (или показатель преломления) входит в дисперсионное уравнение в четной степени [1]. Физически это означает, что скорость распространения электромагнитной волны одинакова для любых двух взаимно противоположных направлений распространения. Обратимость световых лучей, известная в оптике, обусловлена именно упомянутым свойством сред.

Если же среда одновременно обладает магнитооптической активностью и право-левой асимметрией пространственной структуры (такой структурой обладают, как известно, естественно гиротропные среды, вращающие плоскость поляризации благодаря такой асимметрии, а также холестерические жидкие кристаллы и кристаллы со спиральной магнитной структурой, также вращающие плоскость поляризации), то имеет место неэквивалентность прямого и обратного направлений распространения. Действительно, если при распространении волн в направлении внешнего магнитного поля (приводящего к появлению магнитооптической активности) магнитооптическое и естественное (т.е. обусловленное право-левой асимметрией структуры среды) вращения плоскости поляризации складываются (вычитаются), то при обратном направлении распространения они вычитаются (складываются), так как естественное вращение не меняет своего знака при обратном направлении распространения, а магнитооптическое меняет знак. Такая неэквивалетность прямого и обратного направлений распространения приводит к тому, что среди четырех фазовых скоростей $v_i^+, v_i^-, v_s^+, v_s^-$ (индексами i, s отмечены скорости прямых и обратных волн, значками + и – отмечены правая и левая эллиптические поляризации) нет равных между собой. В соответствии с этим, нет равных между собой среди четырех волновых чисел: k_i^+, k_i^-, k_s^+, k_s^-. А это означает, что дисперсионное уравнение не может быть инвариантным относительно замены $k \to -k$; оно содержит нечетные степени волнового вектора. Отсутствие совпадающих по модулю волновых векторов, один из которых соответствует прямой волне, другой – обратной, означает также отсутствие совпадающих по величине длин волн.

Ниже, в пункте 2, мы рассмотрим ситуацию дифракционного отражения, когда волновые векторы прямой (падающей) и обратной (рассеянной) волн не равны по модулю и не коллинеарны. Конкретный случай коллинеарности рассмотрен в пункте 3 в качестве простого примера: это холестерический жидкий кристалл во внешнем магнитном поле. Для такого случая известно решение дисперсионного уравнения только при распространении волн вдоль оси. Конкретным примером, соответствующим присутствию необратимости волн, для которого известно решение дисперсионного уравнения для произвольного направления распространения, является изотропная, естественно гиротропная среда в присутствии магнитного поля [5].

2. Брэгговское отражение в среде, обладающей необратимостью волн

На рис.1 схематически представлено дифракционное отражение в среде с необратимостью волн, описываемое уравнением Лауэ

$$\mathbf{k}_s - \mathbf{k}_i = \mathbf{b}\,. \tag{1}$$

В отличие от обычно рассматриваемых сред, для которых имеет место равенство $\mathbf{k}_i = \mathbf{k}_s$, в рассматриваемой среде, в силу необратимости волн, такое соотношение не справедливо. Благодаря однородности среды в плоскостях слоев, тангенциальная к ним компонента волнового вектора не меняется (т. е. остается постоянной тангенциальная компонента импульса фотона):

$$\frac{2\pi}{\lambda_i}\cos\varphi_i = \frac{2\pi}{\lambda_s}\cos\varphi_s\,. \tag{2}$$

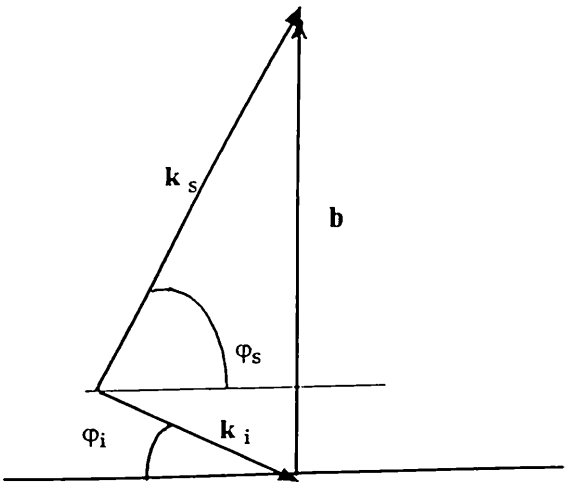

Рис.1.

В отсутствие необратимости волн соотношение (2) выполняется при $\sin\varphi_i = \sin\varphi_s$, что соответствует симметричному расположению $\mathbf{k}_i$ и $\mathbf{k}_s$ относительно $\mathbf{b}$, т.е. соответствует ситуации $\varphi_i = \varphi_s$, которая обычно подразумевается при рассмотрении Брэгговского отражения.

Для нормальных к отражающим слоям компонент волновых векторов имеем следующее соотношение, получаемое при проектировании (1) на $\mathbf{b}$:

$$\frac{2\pi}{\lambda_i}\sin\varphi_i + \frac{2\pi}{\lambda_s}\sin\varphi_s = n\frac{2\pi}{d}\,. \tag{3}$$

(n – целое положительное число).

Таким образом, в общем случае $\lambda_i \neq \lambda_s$ соотношение (2) не сводится к равенству $\varphi_s = \varphi_i$. Кроме того, соотношение (3) даже при $\sin\varphi_i = \sin\varphi_s$ (что имеет место, например, при распространении волн

перпендикулярно к слоям) не сводится к соотношению Брэгга $2d\sin\varphi = n\lambda$.

Если же $\lambda_i = \lambda_s = \lambda$, то из (2) имеем $\varphi_s = \varphi_i$ и тогда с помощью (3) приходим к соотношению Брэгга в обычной форме, содержащему одну длину волны:

$$2d\sin\varphi = n\lambda, \tag{4}$$

где λ – длина волны, одна и та же для прямой и обратной волн.

Влияние необратимости волн на картину дифракционного отражения наиболее просто проявляется при нормальном падении. В такой ситуации получаем:

$$\frac{2\pi}{\lambda_i} + \frac{2\pi}{\lambda_s} = n\frac{2\pi}{d}. \tag{5}$$

Здесь также фазовое условие Брэгга содержит две длины волн, а не одну.

Отметим также, что из-за несовпадения λ_i и λ_s соотношение (5) не принимает форму $d = n\frac{\lambda}{2}$, т.е. период неоднородности среды не оказывается кратным какой-либо полудлине волны, в отличие от случая отсутствия необратимости волн.

3. Обсуждение

Несмотря на то, что в общем случае условие (4) должно быть заменено условием (3), оба они имеют одно и то же физическое содержание: разность фаз между вторичными волнами, возбуждаемыми первичной волной на соседних слоях, должна быть кратна 2π, что является универсальным условием усиления. Последнее может быть обеспечено как при одинаковой длине прямой и обратной волн, так и в случае, когда длины прямой и обратной волн разные. Как запись (3), так и запись (4) следуют непосредственно из уравнения Лауэ (1), в котором не затрагивается вопрос о том, равны ли $\mathbf{k}_i$ и $\mathbf{k}_s$ по модулю или нет; выше рассмотрен именно случай $\mathbf{k}_i \neq \mathbf{k}_s$.

Неодинаковость модулей $\mathbf{k}_i$ и $\mathbf{k}_s$ может иметь место в естественно гиротропных средах в присутствии магнитного поля (приводящего к возникновению необратимости волн); при этом, конечно, имеется в виду присутствие также периодической неоднородности.

В отличие от таких сред, в холестерических жидких кристаллах (ХЖК) периодическая неоднородность, благодаря своему геликоидальному характеру, одновременно является необходимым фактором необратимости волн в присутствии магнитного поля, направленного вдоль оси среды.

Дисперсионное уравнение при распространении волн вдоль оси ХЖК имет вид ($K = 2\pi/\lambda', \lambda'$ – длина волны в локальной системе)

$$\left(\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_1 - K^2 - a^2\right)\left(\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_2 - K^2 - a^2\right) - \left(2aK + \frac{\omega^2}{c^2}g\right)^2 = 0, \qquad (6)$$

где $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ – диагональные компоненты тензора диэлектрической проницаемости (в локальной системе координат) в направлениях, перпендикулярных к оси среды, g – недиагональная компонента, ответственная за магнитооптическую активность, $a = 2\pi/\sigma$, σ – шаг спирали. Длины волн в лабораторной системе определяются соотношениями $\lambda = 2\pi(K \pm a)^{-1}$.

Так как при замене $K \to -K$ уравнение (6) меняется, то в общем случае не имеет места совпадение длин прямой и обратной волн (ни в локальной системе, ни в лабораторной).

В [7] проведено вычисление λ_i и λ_s на граничных частотах области дифракционного отражения для волны с дифрагирующей поляризацией, подтверждаюшее неодинаковость длин прямой и обратной волн.

На границах ω_1, ω_2 области дифракционного отражения длины прямой и обратной волн равны

$$\lambda_{i,s} = \sigma\left(1 \mp \frac{2g}{3\varepsilon_1 + \varepsilon_2}\right) \qquad (7)$$

на границе $\omega_1 = \dfrac{ac}{\sqrt{\varepsilon_1}}$ и

$$\lambda_{i,s} = \sigma\left(1 \mp \frac{2g}{3\varepsilon_2 + \varepsilon_1}\right) \qquad (8)$$

на границе $\omega_2 = \dfrac{ac}{\sqrt{\varepsilon_2}}$.

Таким образом, мы имеем дело с ситуацией, когда вместо обычного условия Брэгга (4) следует пользоваться его обобщенной формой (3) (в рассмотренном примере ХЖК $\sin\varphi_i = \sin\varphi_s = 1$). Разумеется, возможность замены (с помощью (7), (8)) $2\pi/\lambda_i + 2\pi/\lambda_s$ на $4\pi/\sigma$ (с точностью до членов первого порядка по малым отношениям $g/(3\varepsilon_{1,2} + \varepsilon_{2,1})$) не имеет никакого отношения к принципиальной стороне вопроса.

Следует отметить, что к (3) должно быть присоединено соотношение (2) и, конечно, дисперсионное уравнение, с помощью которого можно определить зависимость длины волны от направления распространения. Тогда при заданном дисперсионном уравнении вместо одного уравнения (4), содержащего одно значение φ (одинаковое для прямой и обратной волн) и одно значение λ (также одинаковое для прямой и обратной волн), будем иметь два уравнения: (2) и (3).

4. Заключение

Выше мы рассмотрели ситуацию, когда длины прямой и обратной волн неодинаковы, что привело к необходимости обобщить формулу Брэгга. В качестве конкретного примера среды, в которой $\lambda_i \neq \lambda_s$, мы рассмотрели ХЖК в магнитном поле, приводящем к необратимости

волн. Однако необратимость волн – жесткое требование для неодинаковости λ_i и λ_s. Несовпадение длин прямой и обратной волн может иметь место также, например, в естественно гиротропной среде с периодической модуляцией диэлектрической проницаемости. Выполнение неравенства $\lambda_i \neq \lambda_s$ в такой среде обеспечивается тем, что волна с фиксированным направлением обхода конца вектора напряженности электрического поля относительно фиксированных осей является правополяризованной (левополяризованной) в случае данного (прямого) направления распространения и левополяризованной (правополяризованной) в случае обратного направления распространения. С этим связано изменение фазовой скорости и, следовательно, длины волны. Неодинаковость длин прямой и обратной волн будет иметь место также в анизотропной негиротропной среде, если слои не перпендикулярны ни одному из главных направлений тензора диэлектрической проницаемости. Таким образом, ситуации $\lambda_i \neq \lambda_s$ могут быть разнообразные, и во всех случаях следует пользоваться уравнениями (2), (3); к ним должно быть присоединено, конечно, дисперсионное уравнение, как сказано выше.

Автор благодарен акад. НАН РА Д.М.Седракяну за обсуждение результатов.

Работа выполнена в рамках темы, финансируемой из централизованных источников РА .

ЛИТЕРАТУРА

1. **Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц**. Электродинамика сплошных сред. М., Наука, 1982.
2. **Р.Джеймс**. Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей. М., ИЛ, 1950.
3. **В.А.Беляков, А.С.Сонин**. Оптика холестерических жидких кристаллов. М., Наука, 1982.
4. **О.С.Ерицян**. Изв АН Арм. ССР, Физика, **3**, 217 (1968).
5. **О.С.Ерицян**. УФН, **138**, 645 (1982).
6. **О.С.Ерицян**. Оптика гиротропных сред и холестерических жидких кристаллов. Ереван, Айастан, 1988.
7. **О.С.Ерицян**. Изв НАН Армении, Физика, **29**, 152 (1994).

ԲՐԵԳԻ ԲԱՆԱՁԵՎԻ ԸՆԴՀԱՆՐԱՑՈՒՄԸ ԱՆՇՐՋԵԼԻՈՒԹՅԱՄԲ ՕԺՏՎԱԾ ՄԻՋԱՎԱՅՐԵՐԻ ՀԱՄԱՐ

Հ. Ս. ԵՐԻՑՅԱՆ

Քննարկված է էլեկտրամագնիսական ալիքի դիֆրակցիան անշրջելիությամբ օժտված գիրոտրոպ պարբերական անհամասեռ միջավայրում: Ցույց է տրված, որ Բրեգի բանաձևը պետք է պարունակի երկու ալիքի երկարություն:

GENERALIZATION OF THE BRAGG FORMULA FOR MEDIA POSSESSING WAVE IRREVERSIBILITY

H. S. ERITSYAN

The Bragg formula is generalized for media possessing wave irreversibility and for other media in which the wavelengths of forward and backward waves are not equal.

Известия НАН Армении, Физика, т.34, №4, с.217-223 (1999)

УДК 548.0

ВЛИЯНИЕ ИЗМЕНЕНИЙ ПАРАМЕТРОВ СЛОЯ СПИРАЛЬНОЙ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СРЕДЫ НА ЭФФЕКТЫ АНОМАЛИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ

Г.А. ВАРДАНЯН, А.А. ГЕВОРГЯН

Московский государственный университет

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 16 января 1998г.)

Рассматривается прохождение и отражение света при нормальном его падении на слой среды со спиральной периодической структурой, ось которой перпендикулярна к граничным поверхностям. Изучены влияния изменения различных параметров среды (толщины слоя, реальной и мнимой частей среднего значения диэлектрической проницаемости и диэлектрической анизотропии) на эффекты уменьшения поглощения излучения в среде как при увеличении толщины слоя, так и при увеличении анизотропии поглощения. Обсуждены физические механизмы полученных закономерностей.

Введение

В работах [1,2] изучены особенности поглощения излучения в спиральных периодических средах (СПС) и выявлены эффекты уменьшения поглощения излучения как при увеличении толщины слоя, так и при увеличении анизотропии поглощения. Изучен также ряд особенностей проявления этих эффектов в указанных средах. В работе [3] исследованы особенности выявленных эффектов в спиральных дихроичных средах. В [1-3] показано, что выявленные эффекты являются проявлением когерентности излучения. Они носят общий характер в том смысле, что могут проявляться при взаимодействии когерентного излучения (оно может быть когерентной электромагнитной волной, рентгеновским излучением, пучком частиц – электронов, нейтронов или протонов, описывающимся когерентной волновой функцией и т. д.) с поглощающей периодической системой (она может быть жидким или твердым кристаллом, периодической слоистой средой, средой, находящейся в периодически меняющемся в пространстве ультразвуковом или мощном лазерном поле, одномерной, двумерной или трехмерной периодической системой атомов и т. д.). В [4] изучено взаимодействие квазимонохроматического, частично-поляризованного света со СПС и рассмотрено влияние квазимонохроматичности и степени поляризации света на указанные эффекты. Предложен также интерференционный меха-

низм поглощения, на основе которого легко объясняются как вышеуказанные аномалии поглощения, так и другие особенности поглощения когерентного излучения в периодических системах. Исследование взаимодействия пучков электронов с одномерной периодической системой атомов показывает, что аналоги вышеуказанных эффектов наблюдаются и в этом случае. Выясняется, что поглощение электронов при их неупругом взаимодействии с одномерной атомной системой уменьшается (после прохождения через пик) с увеличением числа атомов. Кроме того, при данном значении числа атомов в системе поглощение электронов опять уменьшается (после прохождения через пик) при увеличении параметра, характеризующего неупругость их взаимодействия с атомной системой.

Ниже приведены результаты по изучению влияния изменения различных параметров СПС (реальной и мнимой частей среднего значения диэлектрической проницаемости, реальной и мнимой частей анизотропии диэлектрической проницаемости и толщины слоя) на вышеуказанные эффекты. Большой интерес к особенностям проявления указанных эффектов в СПС обусловлен следующим фактом. Данные среды в оптическом отношении – одни из самых сложных. При взаимодействии света со слоями СПС конечной толщины действуют три механизма дифракции и, как показано ниже, сооответственно три механизма поглощения.

Результаты расчетов

Рассмотрим прохождение и отражение света при нормальном его падении на слой СПС, ось которой перпендикулярна к граничным поверхностям. Точное аналитическое решение этой граничной задачи представлено в работе [3]. В [1,3] изучена зависимость величины $Q = 1 - (R + T)$, характеризующей долю энергии света, поглощенного в образце, от толщины слоя при анизотропном поглощении в случае $Im\varepsilon_a > 0$ ($\varepsilon_a = (\varepsilon_1 - \varepsilon_2)/2$, где ε_1, ε_2 – главные значения тензора диэлектрической проницаемости в плоскости, перпендикулярной к оси среды) и показано, что на длинах волн вблизи коротковолновой границы области селективного отражения (ОСО) величина Q уменьшается после прохождения через пик (R, T – коэффициенты отражения и прохождения). Показано также, что эффект наблюдается только при анизотропном поглощении и только начиная с некоторого значения анизотропии поглощения. На различных длинах волн падающего света эффект проявляется по-разному. В [5] показано, что аналогичный эффект наблюдается вблизи длинноволновой границы ОСО, но при таких значениях анизотропии поглощения, при которых существенным становится механизм дифракции, обусловленный анизотропией поглощения.

Ниже приведены результаты по изучению влияния изменения различных параметров среды на этот эффект. Вычисления были сделаны согласно формулам работы [3]. Результаты представлены в виде графиков.

На рис.1 представлена зависимость поглощения излучения Q в слое от толщины слоя (точнее, от числа витков спирали d/σ, σ – шаг спирали, d – толщина слоя) на длине волны вблизи длинноволновой

границы ОСО при: 1) различных значениях анизотропии поглощения (а), 2) различных значениях среднего поглощения $\mathrm{Im}\varepsilon_m$ ($\varepsilon_m = (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)/2$) (б), 3) различных значениях реальной части среднего значения диэлектрической проницаемости $\mathrm{Re}\varepsilon_m$ (в), 4) различных значениях анизотропии преломления $\mathrm{Re}\varepsilon_a$ (г).

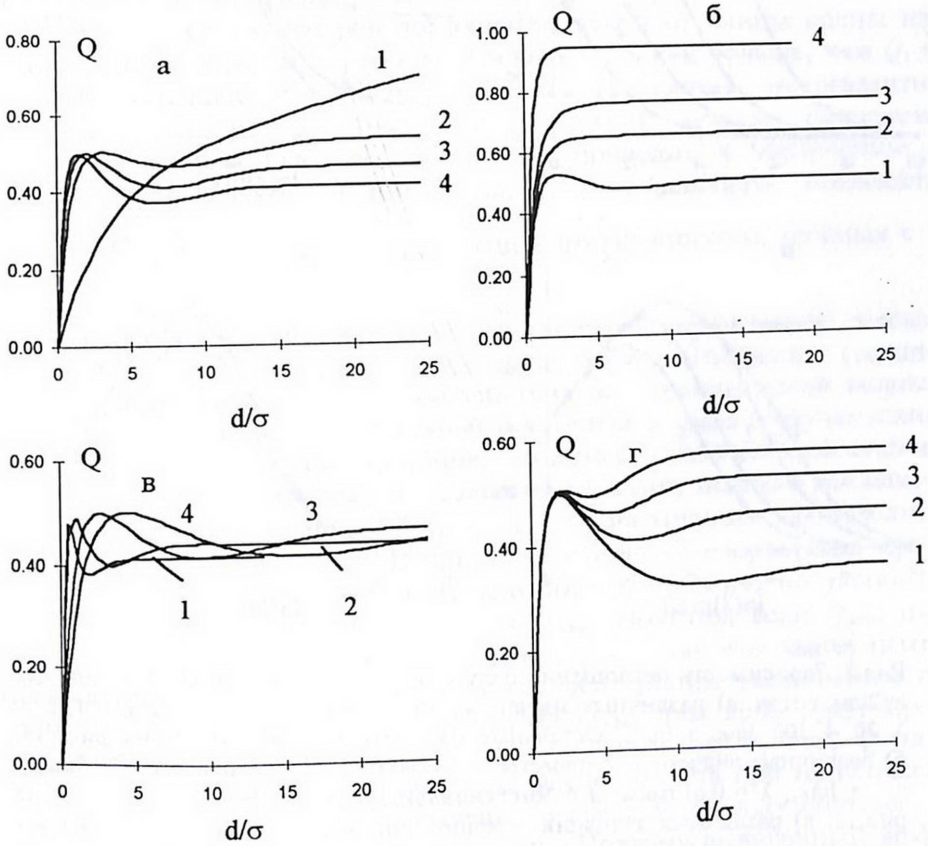

Рис.1. Зависимость поглощения излучения Q от числа витков спирали d/σ при: а) различных значениях анизотропии поглощения $\mathrm{Im}\varepsilon_a$: 1. 0.05, 2. 0.25, 3. 0.375, 4. 0.5. Остальные параметры таковы: $\mathrm{Re}\varepsilon_1 = 2.29$, $\mathrm{Re}\varepsilon_2 = 2.25$, $\sigma = 0.42$ мкм, $\lambda = \sigma\sqrt{\varepsilon_1}$, $\mathrm{Im}\varepsilon_a = \mathrm{Im}\varepsilon_m$, б) различных значениях среднего поглощения $\mathrm{Im}\varepsilon_m$: 1. 0.385, 2. 0.425, 3. 0.475, 4. 0.875. $\mathrm{Im}\varepsilon_a = 0.05$. Остальные параметры те же, что и на рис.1а, в) различных значениях среднего значения диэлектрической проницаемости $\mathrm{Re}\varepsilon_m$: 1. 0.52, 2. 1.02, 3. 3.02, 4. 5.02. $\mathrm{Re}\varepsilon_a = 0.02$, $\mathrm{Im}\varepsilon_a = \mathrm{Im}\varepsilon_m = 0.375$. Остальные параметры те же, что и на рис.1а, г) различных значениях анизотропии преломления $\mathrm{Re}\varepsilon_a$: 1. 0.01, 2. 0.02, 3. 0.03, 4. 0.04. $\mathrm{Re}\varepsilon_1 = 2.25$, $\mathrm{Im}\varepsilon_a = \mathrm{Im}\varepsilon_m = 0.375$. Остальные параметры те же, что и на рис.1а.

В [2,3] изучена зависимость величины Q от анизотропии поглощения (от параметра $\ln(\mathrm{Im}\varepsilon_m)$) и показано, что на длинах волн вблизи ОСО величина Q уменьшается после прохождения через пик. Исследовано влияние различных механизмов дифракции на выявленный эффект и особенности проявления этого эффекта на различных длинах волн.

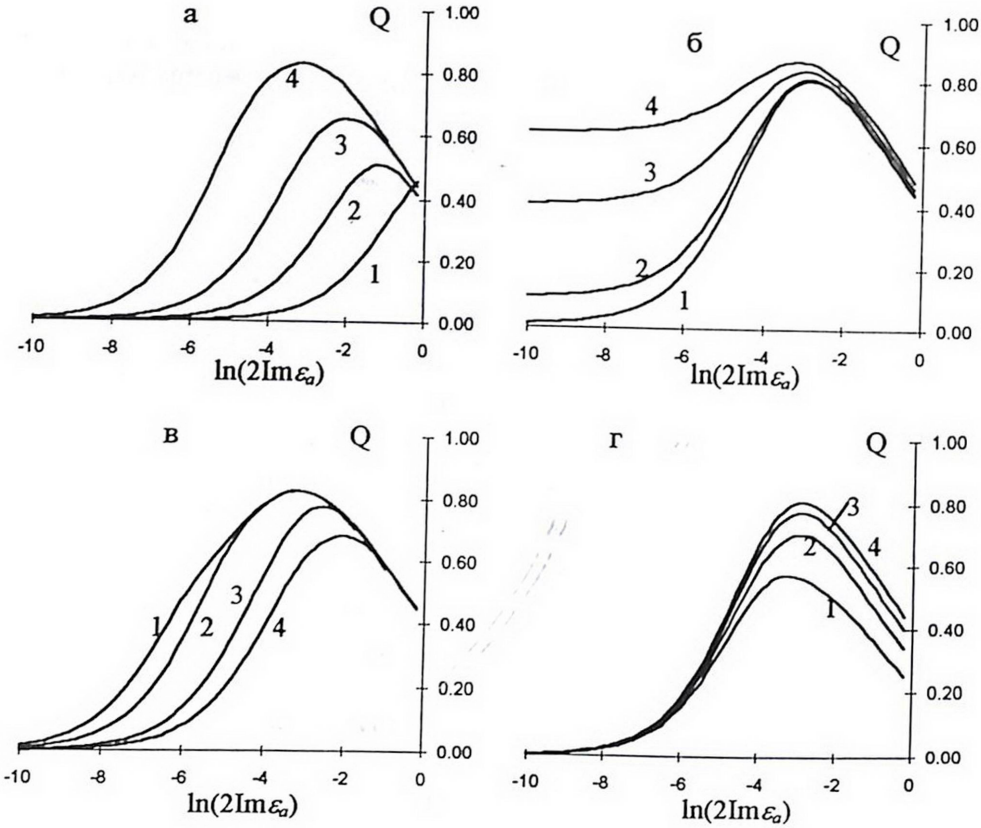

Рис.2. Зависимость поглощения излучения Q от анизотропии поглощения $\ln(2\mathrm{Im}\varepsilon_a)$ при: а) различных значениях числа витков спирали d/σ: 1. 1, 2. 5, 3. 20, 4. 100. $\mathrm{Im}\varepsilon_a = \mathrm{Im}\varepsilon_m$. Остальные параметры те же, что и на рис. 1а, б) различных значениях параметра x: 1. 0.0001, 2. 0.001, 3. 0.005, 4. 0.01. $\mathrm{Im}\varepsilon_m = x + \mathrm{Im}\varepsilon_a$, $\lambda = 0.615$мкм. $d = 50\sigma$. Остальные параметры те же, что и на рис.1а, в) различных значениях среднего значения диэлектрической проницаемости $\mathrm{Re}\varepsilon_m$: 1. 0.52, 2. 1.02, 3. 3.02, 4. 5.02. $\mathrm{Re}\varepsilon_a = 0.02$, $d = 50\sigma$. Остальные параметры те же, что и на рис.1а, г) различных значениях анизотропии преломления $\mathrm{Re}\varepsilon_a$: 1. 0.01, 2. 0.02, 3. 0.03, 4. 0.04. $\mathrm{Re}\varepsilon_1=2.25$, $d = 50\sigma$, $\mathrm{Im}\varepsilon_a = \mathrm{Im}\varepsilon_m$. Остальные параметры те же, что и на рис.1а.

На рис.2 представлены зависимости поглощения излучения Q от параметра $\ln(2\mathrm{Im}\varepsilon_a)$ на длине волны вблизи длинноволновой границы ОСО при: 1) различных толщинах слоя (а), 2) различных значениях среднего поглощения $\mathrm{Im}\varepsilon_m$ (б), 3) различных значениях реальной части среднего значения диэлектрической проницаемости $\mathrm{Re}\varepsilon_m$ (в), 4) различных значениях анизотропии преломления $\mathrm{Re}\varepsilon_a$ (г).

Обсуждение. Выводы

Для понимания механизмов представленных закономерностей будем исходить из физического механизма поглощения излучения, предложенного в работе [4].

Если имеются два поглощающих центра, характеризующиеся по отдельности поглощениями Q_1 и Q_2, то при взаимодействии когерентного излучения с системой, состоящей из этих двух центров, полное поглощение излучения системой уже не будет равно простой алгебраической сумме $Q_1 + Q_2$ и будет характеризоваться функцией $Q = Q_1 + Q_2 + Q_{12}$. Величина и знак интерференционного члена Q_{12} зависят как от взаимного расположения центров поглощения, так и от длины волны излучения. Таким образом, величина Q может быть как больше, чем $Q_1 + Q_2$ (характеризующей поглощение системы в случае некогерентного взаимодействия излучения с системой), так и меньше. Естественно, увеличение числа центров поглощения приводит к увеличению (по модулю) как некогерентного, так и когерентного поглощения: $Q = \sum_i Q_i + \frac{1}{2}\sum_{\substack{i,j \\ i \neq j}} Q_{ij} = Q_{\text{incoher}} + Q_{\text{coher}}$. Но с другой стороны, начиная с некоторого значения числа центров поглощения происходит "насыщение": дальнейшее увеличение числа центров поглощения (толщины слоя, например, в случае взаимодействия электромагнитной волны со средой с периодической структурой, или числа атомов в случае взаимодействия электронов или протонов, например, с одномерной системой атомов, и т. д.) практически не влияет на величину полного поглощения Q. Однако переход величин Q_{coher} и Q_{incoher} к насыщению происходит по различным законам и, естественно, с различными скоростями, причем Q_{incoher} идет к насыщению значительно быстрее (обычно по экспонециальному закону – закон Бугера), чем Q_{coher}. Поэтому, если Q_{coher} имеет отрицательный знак, то начиная с некоторого значения числа центров поглощения Q начинает уменьшаться с дальнейшим увеличением последних. Естественно, чем больше вклад Q_{coher}, тем ярче будут проявляться указанные эффекты, т.е. тем большим будет спад Q после прохождения через пик. А вклад Q_{coher} увеличивается при приближении длины волны когерентного излучения в среде к периоду системы, т.е. при приближении к режиму дифракции. Поэтому выявленный эффект можно интерпретировать также как результат конкуренции поглощения и дифракции [1-3]. При этом нужно иметь в виду, что в этих средах действуют три механизма дифракции (три типа взаимодействия): дифракция света на периодической спиральности, обусловленная анизотропией преломления, дифракция света на периодической спиральности, обусловленная анизотропией поглощения, и дифракция света в ограниченном объеме, обусловленная конечностью толщины слоя. Каждый из этих механизмов характеризуется определенным параметром: первый механизм – параметром $d\mathrm{Re}\delta/\sigma$ ($\delta = \varepsilon_a/\varepsilon_m$), второй – параметром $d\mathrm{Im}\delta/\sigma$, а третий – некоторой комбинацией указанных двух параметров, включающей толщину слоя. При этом каждый из этих механизмов дифракции создает свой механизм когерентного и некогерентного поглощения. В зависимости от значения длины волны увеличивается вклад то одного, то другого механизма дифракции и поглощения. Согласно вышеизложенному, теперь уже легко можно объяснить уменьшение поглощения излучения Q в зависимости от толщины слоя или от параметра $\mathrm{Im}2\varepsilon_a$. В частности, обнаруженный в [5] эффект уменьшения поглощения излучения с увеличением толщины слоя при $\mathrm{Im}\varepsilon_a>0$ вблизи

длинноволновой границы в случае только громадных значений анизотропии поглощения находит свое естественное объяснение. Действительно, внутри ОСО вблизи длинноволновой границы действуют только первые два механизма дифракции и поглощения. Причем Q_{coher} первого механизма имеет положительный знак, а второго – отрицательный знак. С увеличением величины $\mathrm{Im}\varepsilon_a$ увеличиваются вклады Q_{coher} и $Q_{incoher}$ как первого, так и второго механизма. Но при данной толщине слоя d значения величины $\mathrm{Im}\varepsilon_a$, при котором данный механизм поглощения насыщается, для указанных двух механизмов разные. Поглощение (и Q_{coher}, и $Q_{incoher}$) первого механизма взаимодействия насыщается при более малом значении параметра $\mathrm{Im}\varepsilon_a$, чем второго механизма. Поэтому при дальнейшем увеличении $\mathrm{Im}\varepsilon_a$ вклад поглощения второго механизма дифракции в общее поглощение продолжает увеличиваться. Следовательно, начиная с некоторого значения параметра $\mathrm{Im}\varepsilon_a$ будет наблюдаться эффект уменьшения поглощения излучения с увеличением толщины слоя. На основе такого представления о механизмах поглощения и дифракции можно объяснить также представленные в данной работе закономерности. Рассмотрим, например, зависимость Q от числа витков спирали d/σ при различных значениях среднего поглощения. Как уже отмечалось, внутри ОСО действуют два механизма поглощения и дифракции: первый и второй. При $\mathrm{Im}\varepsilon_m = \mathrm{Im}\varepsilon_a$ вблизи коротковолновой границы ОСО имеет место эффект Бормана [6,7]: первый механизм дифракции практически полностью подавляет поглощение, и поэтому работает только второй механизм поглощения и дифракции, вследствие чего и наблюдается эффект уменьшения поглощения излучения при увеличении числа витков спирали. При увеличении среднего поглощения, при данном значении анизотропии поглощения, вблизи ОСО происходит аномально сильное поглощение из-за первого механизма дифракции и поглощения, вследствие чего и начиная с некоторого значения $\mathrm{Im}\varepsilon_m$ этот механизм поглощения перекрывает второй механизм поглощения. Поэтому этот эффект перестает наблюдаться, начиная с некоторого значения $\mathrm{Im}\varepsilon_a$.

Для понимания других закономерностей, представленных на рисунках, нужно иметь в виду также следующие факты.

1. При увеличении анизотропии поглощения $\mathrm{Re}\varepsilon_a$ становятся значительными также изменения собственных поляризаций. Так, при $\mathrm{Re}\delta \ll 1$ собственные поляризации представляют собой две практически ортогональные круговые поляризации, а при $\mathrm{Re}\delta \gg 1$ они также ортогональны, но уже поляризованы линейно [8]. Спиральные периодические среды отличаются также той особенностью, что при падении на слой такой среды свет с одной собственной поляризацией претерпевает дифракционное отражение на его структуре, а свет с другой собственной поляризацией вообще не испытывает дифракционного отражения. Так что при значительных величинах $\mathrm{Re}\varepsilon_a$ собственные поляризации начинают значительно отличаться от круговой и, следовательно, значительно уменьшается вклад Q_{coher} в общее поглощение из-за уменьшения "интенсивности" дифракции.

Отметим, что аналогичная ситуация имеет место в оптике спиральных периодических сред с громадной анизотропией [8,9]. Подобная

ситуация наблюдается также при наклонном падении света на планарный слой СПС. Так, в [10] экспериментально изучено аномальное прохождение (эффект Бормана) при наклонном падении света на планарный слой холестерического жидкого кристалла и показано, что эффект не наблюдается при углах падения больших 19^0. В [11] показано, что это связано с изменением собственных поляризаций с углом падения (собственные поляризации изменяются с ортогональных, практически круговых поляризаций при нормальном падении до ортогональных линейных поляризаций при углах падения близких к 90^0).

2. Уменьшение $\mathrm{Re}\varepsilon_m$ увеличивает δ и, следовательно, также параметры соответствующих механизмов дифракции и поглощения.

Что касается вопроса о возможности экспериментального исследования эффектов аномалий поглощения, то как уже отмечено выше, они могут наблюдаться также, например, при взаимодействии СВЧ излучения с периодическими поглощающими средами. А проведение таких экспериментов вполне реально.

Работа выполнена в рамках темы 96-895, финансируемой из государственных централизованных источников РА.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Г.А.Варданян, А.А.Геворгян.** Кристаллография, **42**, 316 (1997).
2. **Г.А.Варданян, А.А.Геворгян.** Изв. НАН Армении, Физика, **32**, 252 (1997).
3. **Г.А.Варданян, А.А.Геворгян.** Кристаллография, **42,** 723 (1997).
4. **А.А.Геворгян.** Опт. и спектр., **87** (1999).
5. **А.А.Геворгян.** ЖТФ, **69** (1999).
6. **В.А.Беляков.** Дифракционная оптика периодических сред сложной структуры. М., Наука, 1988.
7. **С.Чандрасекар.** Жидкие кристаллы. М., Мир, 1980.
8. **Г.А.Варданян, А.А.Геворгян, О.С.Ерицян.** Опт. и спектр., **85**, 640 (1998).
9. **Г.А.Варданян, А.А.Геворгян, О.С.Ерицян и др.** Кристаллография, **43,** 793 (1998).
10. **S.Endo, T.Kuribara**, and **T.Akahane**. Jpn. J. Appl. Phys., **22**, L499 (1983).
11. **Y.Sah** and **K.A.Suresh**. J. Opt. Soc. Am. A, **11**, 740 (1994).

INFLUENCE OF CHANGES OF THE LAYER PARAMETERS OF THE HELICAL PERIODICAL MEDIUM ON EFFECTS OF ABSORPTION ANOMALIES

G. A. VARDANIAN, A. H. GEVORGIAN

The problem of light transmission and reflection in the case of its normal incidence onto the layer of periodical helical medium with the axis perpendicular to the interfaces is considered. The influences of the changes of the different parameters (layer thickness, real and imaginary parts of the mean dielectric constant and dielectric anisotropy) on the effects of decrease of radiation absorption in medium both with an increase of the layer thickness and with an increase of absorption anisotropy are studied. The physical mechanisms of obtained dependences are discussed.

Известия НАН Армении, Физика, т.34, №4, с.224-230 (1999)

УДК 621.373.535

ЛАЗЕРНОЕ ИНДУЦИРОВАНИЕ КОНИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В КЕРРОВСКОЙ СРЕДЕ И ФОРМИРОВАНИЕ СВОБОДНЫХ ОТ ДИФРАКЦИИ ПУЧКОВ

Р.Х. ДРАМПЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 3 марта 1998 г.)

Экспериментально исследовано формирование свободных от дифракции световых пучков, используя нелинейный эффект лазерной генерации конического излучения в керровской среде. Полученные световые пучки могут быть описаны характеристиками теоретически предсказанных Бессель-гауссовских пучков.

Введение

Новый класс когерентных световых пучков, названных свободными от дифракции пучками, свойством которых является сохранение поперечного распределения интенсивности при распространении в свободном пространстве, был предсказан в [1]. Простейший свободный от дифракции пучок может быть сформирован суперпозицией плоских волн, волновые векторы которых лежат на поверхности конуса. Поперечное распределение амплитуды E этих пучков, названных бесселевыми пучками, выражается функцией Бесселя нулевого порядка [1]

$$E = E_0 \exp\{i(\beta z - \omega t\} J_0(\alpha r), \tag{1}$$

где J_0 – функция Бесселя нулевого порядка, r – поперечная координата в пучке, z – длина распространения пучка. Параметры α и β определяются как

$$\alpha = (2\pi / \lambda)\sin\theta, \quad \beta = (2\pi / \lambda)\cos\theta, \tag{2}$$

где λ – длина волны излучения, θ – половина угла раствора конуса.

Идеальный бесселевый пучок несет неограниченную величину энергии и, следовательно, экспериментально нереализуем. Однако, как показано в [1], бесселевый пучок ограниченной ширины ведет себя как свободный от дифракции на конечной длине распространения.

Недавно новый тип световых пучков, названных Бессель-гауссовскими пучками, был введен в [2], как суперпозиция гауссовских пучков с диаметром w_0, оси которых лежат на поверхности конуса. Распределение поля этих пучков дается выражением

$$E = E_0 \exp\{i(\beta z - \omega t)\} J_0(\alpha r) \exp\{-(r / w_0)^2\}. \quad (3)$$

Бессель-гауссовский пучок ведет себя как свободный от дифракции пучок, когда угол дифракции составляющих гауссовских пучков $\theta_{dif} = \lambda / \pi w_0$ меньше угла θ половины раствора конуса ($\theta_{dif} < \theta$).

Свободные от дифракции пучки были реализованы в нескольких экспериментах [3-6], используя различные линейные оптические элементы – комбинацию циркулярной щели и линзы [3], аксикон [4], голографический оптический элемент [5], специальный резонатор с кольцевым зеркалом [6]. Бесселевые пучки могут иметь различные применения в нелинейной оптике [7-9]. Исследование нелинейных оптических эффектов требует излучений высокой энергии. В первой экспериментальной реализации бесселевых пучков [3], в которой циркулярная щель шириной 10 μm, помещенная в фокальной плоскости фокусирующей линзы, освещалась излучением гелий-неонового лазера, потери энергии были экстремально высоки. Большие коэффициенты преобразования энергии в бесселевые пучки были получены в дальнейших схемах их реализации.

Настоящая работа посвящена экспериментальной демонстрации формирования свободных от дифракции пучков, используя нелинейный эффект лазерного индуцирования конического излучения в керровской среде [10]. Примененная схема позволяет получить выигрыш в энергии бесселевого пучка по сравнению с пассивным методом, использованным в [3].

Генерация конического излучения на длине волны излучения накачки обусловлена процессом пространственной фазовой самомодуляции в нелинейной среде [11]. Этот процесс является результатом изменения показателя преломления с интенсивностью по профилю пучка и приводит в общем случае к структуре выходного излучения в виде интерференционных колец в дальнем поле на длине волны излучения накачки [10-12]. Выходная кольцевая структура зависит от относительных фаз $\Delta\Phi(r)$ интерферирующих волн, дифрагированных от различных областей пространственного профиля луча. Фазовый сдвиг $\Delta\Phi$ и число колец N могут быть оценены из формулы $\Delta\Phi = (2\pi / \lambda) n_2 E_1^2 L$, где n_2 – нелинейная часть показателя преломления, E_1 – электрическое поле лазерного излучения, L – длина взаимодействия, и из соотношения $N = |\Delta\Phi|_{\max} / 2\pi$ [11]. Нелинейный фазовый сдвиг $|\Delta\Phi|_{\max} \approx \pi$ приводит к генерации конического излучения с минимумом интенсивности на его оси [12]. Половина угла $\theta_{\max}$ раствора конуса для крайнего внешнего кольца может быть рассчитана по формуле [11]

$$\theta_{\max} = |d(\Delta\Phi) / dr|_{\max} / (2\pi / \lambda). \quad (4)$$

Экспериментальная установка

Экспериментальная установка аналогична использованной в [10]. Одномодовое излучение второй гармоники YAG-Nd^{3+} лазера с длиной волны 530 нм, длительностью импульса 20 нсек, максимальной мощ-

ностью 10 кВт и диаметром 1 мм фокусировалось в кювету с нитробензолом длиной 25 см. Оценки показывают, что интенсивность лазерного излучения в области фокусировки составляла порядка $I_{max} \sim 10^8$ Вт/см^2. Для ослабления интенсивности входного излучения использовалась стопа из стеклянных пластинок. После кюветы ставилась линза с фокусным расстоянием 15 см, которая собирала выходное коническое излучение для формирования свободного от дифракции пучка (рис.1). После линзы на оси конического излучения ставилась также кольцевая диафрагма для устранения остаточной интенсивности на оси конического излучения и срезания его несимметричных краев. В эксперименте имелась возможность изменения ширины кольцевой щели и диаметра центральной непрозрачной части диафрагмы для получения оптимальных условий формирования свободных от дифракции пучков. Часть входного излучения (8%) отводилась стеклянной пластинкой для контроля энергии входных лазерных импульсов. Энергии входного и выходного пучков измерялись с помощью фотодиодов. Перед фотодиодами ставились ослабляющие излучение до $5 \cdot 10^4$ раз нейтральные фильтры для обеспечения работы фотодиодов в линейном режиме. Сигналы от фотодиодов собирались и обрабатывались амплитудными анализаторами. Пространственный профиль выходного излучения регистрировался на фотопленках, которые фотометрировались.

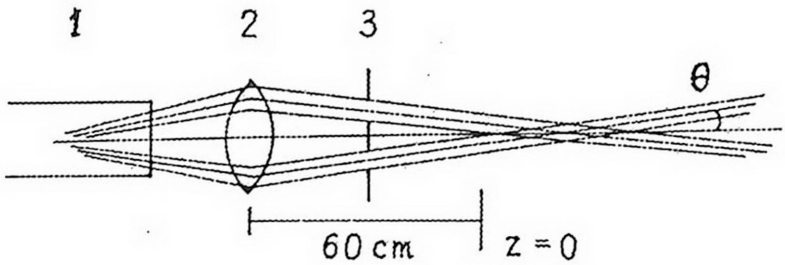

Рис.1. Схематическое изображение хода лучей при формировании свободных от дифракции пучков. 1 – кювета с нитробензолом, 2 – линза, 3 – кольцевая диафрагма. $z = 0$ показывает плоскость, где сходящиеся пучки начинают перекрываться.

Результаты и обсуждение

В условиях эксперимента при интенсивности лазерного излучения $I_{max} \sim 10^8$ Вт/см^2 в дальнем поле наблюдалось одно кольцо, окружающее центральное пятно [10]. Ослаблением интенсивности входного излучения с помощью 4 стеклянных пластинок достигалась генерация конического излучения с минимумом интенсивности на оси (рис.2). Спектральные измерения, проведенные в [10], показали, что частота конического излучения совпадает с частотой излучения накачки. Половина угла раствора конуса для внешнего кольца составляла $\sim 5 \cdot 10^{-3}$ рад. Полученные интерференционные картины соответствуют значениям нелинейного изменения фазы $\sim 2\pi$ и $\sim \pi$, соответственно, и находятся в

согласии с оценками $|\Delta\Phi|_{max}$ и θ_{max} для значений $n_2 = 1.5\cdot10^{-11}$ CGSE [13], $I_{max} \sim 10^8$ Вт/см^2 и эффективной длины взаимодействия $L_{eff} \sim 10$ см.

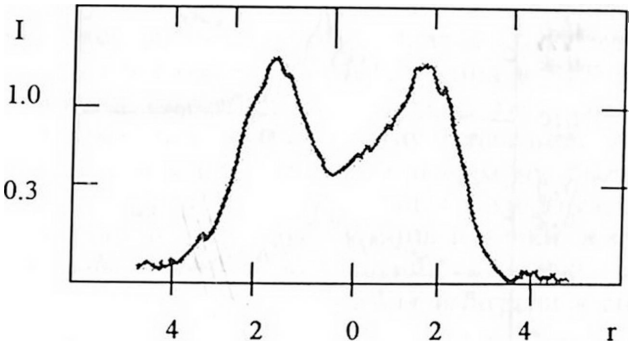

Рис.2. Распределение интенсивности выходного излучения в дальнем поле (|-z|=60 см) при $\Delta\Phi \approx \pi$. По оси абсцисс отложено радиальное расстояние r в мм, по оси ординат – интенсивность I в относительных единицах. Шкала по оси ординат – нелинейная.

Следует отметить, что крайнее внешнее кольцо возникает в результате интерференции излучений из областей вблизи точки перегиба на профиле кривой $\Delta\Phi(r)$. Так как угол θ мало меняется с радиусом вблизи этой точки, большая часть излучения испускается в направлении θ_{max}. Распределение интенсивности в центре интерференционной картины возникает в результате интерференции между лучами, исходящими из центра пучка, и лучами, наиболее удаленными от центра пучка, где интенсивность излучения мала, поэтому интерференционный эффект слабый. Это является причиной того, что интенсивность деструктивного минимума в центре пучка не уменьшается до нуля (рис.2).

Для формирования свободных от дифракции пучков интенсивность лазерного излучения была подобрана для наблюдения кольца с минимумом интенсивности на оси (рис.2). Выходное коническое излучение собиралось линзой (рис.1) так, чтобы собранные лучи лежали на поверхности конуса с половиной угла раствора $\theta \sim 3\cdot10^{-3}$ рад. Наилучшие результаты для формирования свободных от дифракции пучков были получены, когда дополнительная кольцевая диафрагма с диаметром непрозрачной части 2 мм и шириной кольцевой щели 1 мм помещалась вблизи линзы на оси конического излучения. Это понижало интенсивность центральной части выходящего из кюветы конического излучения до нуля и срезало асимметричные края в профиле излучения.

На рис.3 показан профиль результирующего пучка на расстояниях $z = 0$, $z = 10$ см и $z = 30$ см от плоскости, где лучи, лежащие на поверхности конуса, начинают перекрываться (рис.1). Центральный максимум имеет ширину на полувысоте 10^{-2} см при $z = 0$ и его интенсивность уменьшается в 4 раза при $z = 30$ см. Однако центральный пик остается без существенного расхождения. Для сравнения гауссовский пучок с полушириной 10^{-2} см после прохождения 30 см должен стать в 5 раз шире и его интенсивность должна уменьшиться в 25 раз.

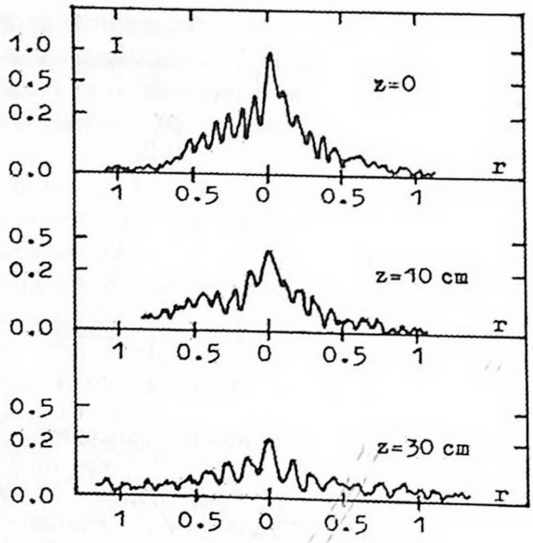

Рис.3. Профиль сформированного свободного от дифракции светового пучка на расстояниях z = 0, 10 и 30 см от плоскости, где лучи, лежащие на поверхности конуса, начинают перекрываться. По оси абсцисс отложено радиальное расстояние r в мм, по оси ординат – интенсивность I в относительных единицах. Шкала по оси ординат – нелинейная.

Световые пучки, полученные в настоящем эксперименте, могут быть описаны Бессель-гауссовским распределением, введенным в [2]. Распределение интенсивности на рис.3 имеет первый и второй минимумы на расстояниях $r_1 = 0.7\cdot 10^{-2}$ см и $r_2 = 1.7\cdot 10^{-2}$ см от точки $r = 0$. Отношение $r_2 / r_1 = 2.4 \pm 0.1$ близко к отношению 2.3 координат по оси абсцисс первого и второго нулей функции Бесселя J_0. Это означает, что радиальное распределение поля в пучке содержит функцию J_0 как множитель. Угол дифракции $\theta_{\rm dif}$ компонентных гауссовских пучков оценивается $\sim 2\cdot 10^{-4}$ рад для w_0 =1 мм, и критерий $\theta_{\rm dif} = \lambda / \pi w_0 < \theta$ удовлетворяется для условий эксперимента. Оценка величины α для λ = 530 нм, $\theta = 3\cdot 10^{-3}$ рад дает α = 350 см$^{-1}$. Тогда диаметр центрального максимума Бессель-гауссовского пучка, определяемый как $4.8/\alpha$ [2], оценивается $1.4\cdot 10^{-2}$ см и согласуется с измеренной полушириной центрального максимума профиля свободного от дифракции пучка. Максимальное расстояние распространения свободного от дифракции пучка определяется как $D = w_0 / \theta$ [2] и оценивается $D \approx 30$ см.

Ожидалось, что нелинейный эффект изменения профиля интенсивности пучка от близкого к гауссовскому к кольцевому в керровской среде должен уменьшить потери энергии в последующей стадии формирования свободного от дифракции пучка. Для измерения выигрыша в энергии был использован следующий метод. Энергии W_1 выходного ко-

нического излучения, прошедшего кольцевую диафрагму и нейтральные фильтры с суммарным ослаблением $5 \cdot 10^4$ раз, измерялись с помощью фотодиода, помещенного на оси пучка в положении $z = 0$. Энергии измерялись для серии лазерных импульсов, одновременно контролируя энергию входного излучения. Затем ослабляющие фильтры переставлялись и помещались перед кюветой, оставляя кольцевую диафрагму на том же месте. Ослабление входного излучения в $5 \cdot 10^4$ раз приводило к отсутствию фазовой самомодуляции, и излучение, выходящее из кюветы, имело близкое к гауссовскому распределение. Энергии W_2 гауссовских пучков, прошедших кольцевую диафрагму, были снова измерены для серии лазерных импульсов с той же энергией. В обеих сериях измерений флуктуации энергий излучения накачки относительно средней величины составляли $\leq 7\%$. Отношение $\langle W_2 \rangle / \langle W_1 \rangle$, где $\langle W_2 \rangle$ и $\langle W_1 \rangle$ – средние значения W_2 и W_1, характеризует выигрыш в энергии. Многие серии измерений дали отношение $\langle W_2 \rangle / \langle W_1 \rangle = 1.5 - 2$. Таким образом, использование эффекта фазовой самомодуляции в нелинейной среде для формирования свободных от дифракции пучков уменьшало в настоящем эксперименте потери энергии до 2 раз для кольцевого пучка по сравнению с гауссовским пучком той же энергии.

Эффективность реализованной схемы может быть увеличена улучшением качества входного пучка, а также использованием высококачественных плоско-параллельных окон кюветы и оптических элементов, предотвращающих искажение светового пучка при прохождении через них. Очень важным является получение в эксперименте экстремально малой интенсивности на оси выходного конического излучения тонким подбором (например, изменением интенсивности излучения накачки) нелинейной фазы $\Delta\Phi$. Вычисления показывают [12,14], что величина $|\Delta\Phi|_{max} \approx 1{,}5\pi$ дает экстремальную глубину интерференционного минимума в профиле выходного конического излучения. Получение симметричной интерференционной картины для $|\Delta\Phi|_{max} \approx 1{,}5\pi$ позволит использовать непрозрачный диск вместо кольцевой диафрагмы для устранения остаточного излучения в центре светового конуса с потерями энергии ~ 20% при формировании свободных от дифракции пучков.

Заключение

Экспериментально исследовано формирование свободных от дифракции световых пучков, используя нелинейный эффект лазерной генерации конического излучения в керровской среде, обусловленный пространственной фазовой самомодуляцией лазерных импульсов. Полученные в эксперименте световые пучки могут быть описаны характеристиками Бессель-гауссовских пучков, введенных в [2]. Нелинейный эффект перераспределения профиля излучения накачки от гауссовского к кольцевому позволил уменьшить потери энергии до 2 раз при формировании свободных от дифракции световых пучков в реализованной схеме. Показаны пути повышения эффективности предложенной схемы.

Работа выполнена в рамках гранта 96-771 Министерства науки и образования Республики Армения.

ЛИТЕРАТУРА

1. **J.Durnin**. JOSA, **4**, 651 (1987).
2. **F.Gori, G.Guattari, C. Padovani**. Optics Commun., **64**, 491 (1987).
3. **J.Durnin, J.J.Miceli, Jr., J.H.Eberly**. Phys. Rev. Lett., **58**, 1499 (1987).
4. **F.P.Schafer**. Appl. Phys. B, **39**, 1 (1986).
5. **J.Turunen, A.Vasara, A.Friberg**. Appl. Optics, **27**, 3959 (1988).
6. **K.Uehara, H.Kikuchi**. Applied Physics B, **48**, 125 (1989).
7. **T.Wulle, S.Herminghaus**. Phys. Rev. Lett., **70**, 1401 (1993).
8. **S.Klewitz, P.Leiderer, S.Herminghaus, S.Sogomonian**. Optics Lett., **21**, 248 (1996).
9. **Л.Я.Марголин**. Квантовая электроника, **23**, 281 (1996).
10. **Р.Х.Дрампян**. Оптика и спектроскопия, **76**, 512 (1994).
11. **S.D.Durbin, S.M.Arakelian, Y.R.Shen**. Optics Lett., **6**, 411 (1981).
12. **M.L.Ter-Mikaelian, G.A.Torossian, G.G.Grigoryan**. Optics Commun., 119, **56** (1995).
13. **Y.R.Shen**. Phys. Lett., **20**, 378 (1966).
14. **R.H.Lehmberg, J.Reintjes, R.C.Eckhard**. Appl. Phys. Lett., **30**, 487 (1977).

ԿՈՆԱՁԵՎ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ԻՆԴՈՒԿՏՈՒՄԸ ԿԵՌԻ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ ԵՎ ԴԻՖՐԱԿՑԻԱՅԻՑ ԱԶԱՏ ՓՆՋԵՐԻ ՁԵՎԱՎՈՐՈՒՄԸ

Ռ. Խ. ԴՐԱՄՓՅԱՆ

Փորձնականորեն հետազոտված է դիֆրակցիայից ազատ լուսային փնջերի ձևավորումը, օգտագործելով կոնաձև ճառագայթման լազերային գեներացիայի ոչ գծային երևույթը Կեռի միջավայրում: Ստացված լուսային փնջերը կարող են նկարագրվել տեսականորեն կանխագուշակված Բեսսել-գաուսյան փնջերի բնութագրերով:

LASER INDUCTION OF CONICAL EMISSION IN THE KERR MEDIUM AND FORMATION OF DIFFRACTION-FREE BEAMS

R. KH. DRAMPYAN

The formation of diffraction-free light beams, using the nonlinear effect of laser generation of conical emission in the Kerr medium, have been studied experimentally. The obtained light beams may be described by characteristics of theoretically predicted Bessel-Gaussian beams.

Известия НАН Армении, Физика, т.34, №4, с.231-239 (1999)

УДК 621.382.2

ВЛИЯНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ СОСТОЯНИЙ НА ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ НЕОДНОРОДНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Г.С. КАРАЯН, А.А. МАКАРЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 5 сентября 1998г.)

В работе рассмотрено влияние поверхностной рекомбинации на распределение концентраций неосновных носителей в квазинейтральных областях многослойных неоднородных полупроводниковых структур, а также на электрофизические параметры этих структур.

Бурное развитие силовой полупроводниковой электроники и микроэлектроники привело к повышению роли поверхностных состояний наряду с объемными, что связано с уменьшением размеров структур по всем направлениям. С другой стороны, в настоящее время в сложных структурах, особенно в гетеростуктурах, часто встречаются внутренние границы раздела двух материальных сред. В таких местах возникают "поверхностные" состояния, уровни которых являются глубокими. В частности, такие состояния могут играть значительную роль при плохом согласовании постоянных решеток или же при создании слоя диэлектрика на полупроводнике. В связи с этим становится важным изучение влияния поверхностных состояний на электропроводность полупроводниковых структур и моделирование их характерных параметров. Поверхностные состояния и рекомбинация через них изучены более детально [1-3], чем влияние этих состояний на электропроводность неоднородных (по типу проводимости) структур [4]. Поэтому в настоящей работе поставлена цель исследовать влияние поверхностной рекомбинации на токопрохождение через эти структуры.

Модель рассматриваемой структуры показана на рис.1, где влияние рекомбинации на поверхностях второй и третьей баз учитывается в граничных условиях [1]

$$(-1)^{k+1} D_k \left.\frac{\partial Y_k(x,z)}{\partial z}\right|_{z=h} = S_k\left[Y_k(x,h)-\overline{Y_k}\right],\ k=2,3. \qquad (1)$$

где D_k – коэффициент диффузии, $Y_k(\overline{Y_k})$ – концентрация (равновесная), S_k – скорость поверхностной рекомбинации неосновных носителей в k-ой базе. Базы и электронно-дырочные переходы пронумерованы слева направо, а также предположено, что первый переход – прямосмещенный.

В квазинейтральных базовых областях рассматриваются такие физические процессы, как диффузия, рекомбинация и генерация носителей тока. В прямосмещенных электронно-дырочных переходах учитываются диффузия, дрейф, инжекция носителей, а также генерационно-рекомбинационный ток. Здесь пренебрегается током тепловой генерации. В обратносмещенных переходах, помимо токов, обусловленных градиентами химических и электрических потенциалов, рассматривается ток тепловой генерации. Рекомбинация не учитывается.

Координатное распределение неосновных носителей и плотности их потоков можно определить из уравнения непрерывности [5]

$$\frac{\partial^2 Y_k}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 Y_k}{\partial z^2}=\frac{Y_k-\overline{Y_k}}{L_k^2} \tag{2}$$

при следующих граничных условиях:

1. $Y_k(l_k-0,z)=Y_k(l_k+0,z)\equiv Y_K(l_k,z)$, 2. $Y_k(d_k-0,z)=Y_k(d_k+0,z)\equiv Y_k(d_k,z)$.

3. $\dfrac{\partial Y_k(x,h)}{\partial z}=0,\ k\neq 2,3.$ 4. $\left[(-1)^{k+1}\dfrac{\partial}{\partial z}+\dfrac{S_k}{D_k}\right]\cdot\left[Y_k(x,h)-\overline{Y_k}\right]=0\ ,\ k=2,3\,.$ (3)

5. $\dfrac{\partial Y_k(x,0)}{\partial z}=0\,.$

Здесь k – номер базы, L_k – диффузионная длина пробега неосновных носителей, определяемая временем жизни в объеме τ_k и коэффициентом диффузии этих частиц в k-ой базе, а l_k и d_k – координаты начала и конца k-ой базы по направлению OX, соответственно.

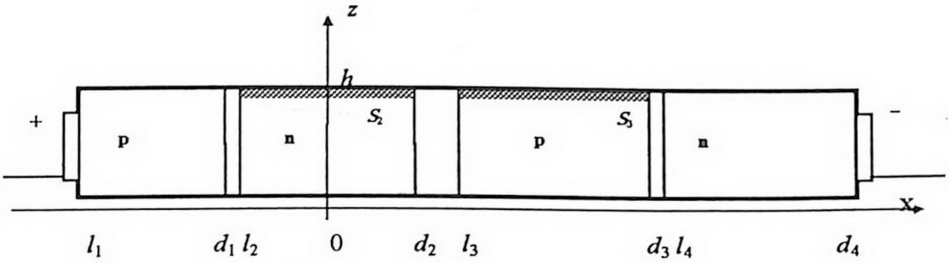

Рис.1. Модель неоднородной четырехслойной полупроводниковой структуры.

Граничные условия (3.1)-(3.5) общеприняты, за исключением (3.1) и (3.2), которые в сложных системах с чередующимися квазинейтральными областями разных типов проводимости являются наиболее общими. Обычно в литературе вместо (3.1)-(3.2) принимаются "нулевые" условия или распределение Больцмана [6,7]. Условия (3.1)-(3.2) выражают непрерывность распределения концентрации неосновных носителей в любой точке структуры и играют роль условий сшивания решений систем уравнений на границах p-n-переходов, определяющих распределение этих носителей в базах и областях объемных зарядов.

В объеме k-ого p-n-перехода имеем систему уравнений:

$$\frac{\varepsilon}{4\pi e}\operatorname{div}\mathbf{E}_k=(-1)^k\left[\chi_k-\overline{Y}_k+Y_k\right], \tag{4.1}$$

$$\operatorname{div}\mathbf{J}_k=\alpha_k J_k+\tilde{\alpha}_k\tilde{J}_k+G_k-R_k, \tag{4.2}$$

$$\mathbf{J}_k=\sigma_k\mathbf{E}_k+(-1)^k eD_k\ \nabla Y_k\ , \tag{4.3}$$

$$\mathbf{J}_k=J_{kx}\mathbf{i}+J_{kz}\mathbf{k}\ ,\quad \mathbf{E}_k=E_{kx}\mathbf{i}+E_{kz}\mathbf{k}\ , \tag{4.4}$$

где ε – диэлектрическая проницаемость, $\mathbf{E}_k=\{E_{kx},E_{kz}\}$ и $\mathbf{J}_k=\{J_{kx},J_{kz}\}$ – векторы напряженности поля и плотности тока неосновных для k-ой базы носителей в объеме перехода, χ_k – концентрация примесей, α_k – коэффициент умножения, G_k и R_k – суммарные скорости генерации и рекомбинации носителей в объеме и на поверхности, σ_k – электропроводность, ∇ – оператор дифференцирования "набла", $\mathbf{i}$ и $\mathbf{k}$ – единичные векторы в направлениях x и z, соответственно. "Тильда" над буквой означает, что та же величина относится к основным носителям.

Систему уравнений (3) и (4) с граничными условиями (3.1) и (3.2), а также с аналогичными условиями относительно $\mathbf{E}_k(x,z)$ и $\mathbf{J}_k(x,z)$, можно решить только методом последовательных приближений. Следуя схеме работ [4,8], при низком уровне инжекции в первом приближении в левой части (4.1)-(4.2) мы сохраняем только первое слагаемое, т.е. принимаем, что

$$|E_{kx}|>>|E_{kz}|\ ,\ |J_{kx}|>>|J_{kz}|.$$

В областях объемного заряда потоки неосновных носителей, вызванные поверхностной рекомбинацией, гораздо слабее, чем потоки, вызванные сильной разностью квазиуровней Ферми. (В литературе [1,6,7] принимается $\mathbf{E}(l_k,z)=\mathbf{E}(d_k,z)\equiv 0$, $\mathbf{J}_k(x,z)\equiv 0$ и получется распределение Больцмана).

В прямосмещенных переходах в приближении Шокли [9]

$$\frac{K_B T(l_{k+1}-d_k)^2}{2e(V_{0,k-1}-V_{k-1})D_{k-1}^{(k-1)}\tau_k^{(k-1)}}<<\sqrt{\chi_k\chi_{k-1}^{-1}}\ , \tag{5}$$

где K_B – постоянная Больцмана, $V_k(V_{0,k})$ – напряжение (контактное) на k-ом переходе, $D_{k-1}^{(k-1)}$ и $\tau_k^{(k-1)}$ – коэффициент диффузии и время жизни носителей в объеме $(k-1)$-ого перехода, из системы (4) можно получить:

$$\frac{Y_k(d_k,z)}{\overline{Y}_k}=\frac{Y_{k+1}(l_{k+1},z)}{\overline{Y}_{k+1}}=e^{\frac{eV_k}{K_B T}}. \tag{6}$$

А для обратносмещенного перехода, где влиянием токопрохождения нельзя пренебречь [8,10], получаем:

$$\frac{Y_k(d_k,z)}{\overline{Y}_k}=e^{-\frac{eV_k}{K_BT}}+a_k(d_k)J_k(d_k),$$
$$\frac{Y_{k+1}(l_{k+1},z)}{\overline{Y}_{k+1}}=e^{-\frac{eV_k}{K_BT}}+a_k(l_{k+1})J_k(l_{k+1}). \tag{7}$$

При получении (7) принято, что дрейфовые скорости неосновных носителей в областях сильных полей насыщены и постоянны (формально этот результат получается применением теоремы о среднем). a_k – постоянные, физический смысл которых совпадает с обратной величиной тока носителей, дрейфующих в объеме перехода с некоторой средней скоростью [8].

В формулах (6) и (7) напряжение на k-ом переходе V_k определяется по формуле

$$V_k=\int_{\Omega_k}\mathbf{E}_k d\mathbf{r}\approx\int_{l_{k+1}}^{d_k}E_{kx}dx, \tag{8}$$

где Ω_k – объем, $(l_{k+1}-d_k)$ – ширина k-ого перехода. Последнее приближение является прямым следствием принятых выше упрощающих предположений. Применяя итерационную процедуру, можно получить количественные поправки к приближениям высших порядков. Однако, т.к. в рассматриваемой задаче поправки непрерывно зависят от искажений, это приведет лишь к малым количественным поправкам, качественно не влияя на полученные результаты. Следовательно, первое приближение является достаточным.

В силу (6)-(8) для граничных условий (3.1) и (3.2) имеем:

$$Y_k(l_k,z)=\overline{Y}_k e^{\frac{eV_k}{K_BT}}\equiv Y_k(l_k),$$
$$Y_k(d_k,z)=\overline{Y}_k e^{-\frac{eV_k}{K_BT}}+\overline{Y}_k a_k J_k(d_k)\equiv Y_k(d_k). \tag{3.1а-3.1б}$$

Введем вспомогательную функцию по формуле

$$\Phi_k(x,z)=Y_k(x,z)-\overline{Y_k}-\varphi_k(x), \tag{9}$$

где $\varphi_k(x)$ – решение одномерной задачи (2) с граничными условиями (3.1a)-(3.2b), когда влияние поверхностной рекомбинации не учтено:

$$\varphi_k(x)=\frac{Y_k(l_k)-\overline{Y_k}}{\operatorname{sh}\eta_k}\operatorname{sh}\frac{d_k-x}{L_k}+\frac{Y_k(d_k)-\overline{Y_k}}{\operatorname{sh}\eta_k}\operatorname{sh}\frac{x-l_k}{L_k}, \tag{10}$$

где $\eta_k\equiv\frac{w_k}{L_k}$, $w_k=(d_k-l_k)$ – ширина k-ой базы.

Тогда задача для $\Phi_k(x,z)$ принимает вид:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right)\Phi_k(x,z)=\frac{\Phi_k}{L_k^2},$$

$$\Phi_k(l_k,z)=\Phi_k(d_k,z)\equiv 0,\quad \frac{\partial\Phi_k(x,0)}{\partial z}=0, \tag{11}$$

$$\left[(-1)^{k+1}\frac{\partial}{\partial z}+\frac{S_k}{D_k}\right]\left[\Phi_k(x,h)+\varphi_k(x)\right]=0,\quad \frac{\partial\Phi_k(x,h)}{\partial z}=0.$$

$$k=2,3 \qquad\qquad k\neq 2,3$$

Продолжая функции $\Phi_k(x,z)$ и $\varphi_k(x)$ по x периодически с периодом w_k и со значениями 0 и $\frac{1}{2}[Y_k(l_k)+Y_k(d_k)]$ на границах, соответственно, применяя к уравнениям задачи (11) преобразование Фурье по x и решая полученную систему, для координатного распределения неосновных носителей в квазинейтральных областях получим:

$$Y_k(x,z)=\overline{Y_k}+\frac{Y_k(l_k)-\overline{Y_k}}{\operatorname{sh}\eta_k}\operatorname{sh}\frac{d_k-x}{L_k}+\frac{Y_k(d_k)-\overline{Y_k}}{\operatorname{sh}\eta_k}\operatorname{sh}\frac{x-l_k}{L_k}-$$

$$-\frac{S_kL_k[Y_k(l_k)+Y_k(d_k)]}{D_k\operatorname{sh}\eta_k\left(\operatorname{sh}\frac{h}{L_k}+\frac{S_kL_k}{D_k}\operatorname{ch}\frac{h}{L_k}\right)}\operatorname{ch}\frac{z}{L_k}-\frac{S_kw_k}{2D_k}\times$$

$$\times\sum_{n=1}^{\infty}\left\{\frac{[Y_k(l_k)+Y_k(d_k)]w_k(\operatorname{ch}\eta_k-1)}{2L_k\operatorname{sh}\eta_k}\frac{\cos n\pi}{\operatorname{sh}\frac{2\lambda_{nk}h}{w_k}}\lambda_{nk}\mu_{nk}\cos\frac{2n\pi x}{w_k}+\right. \tag{12}$$

$$\left.+[Y_k(l_k)-Y_k(d_k)]\frac{n\pi\cos n\pi}{\operatorname{sh}\frac{2\lambda_{nk}h}{w_k}}\lambda_{nk}\mu_{nk}\sin\frac{2n\pi x}{w_k}\right\}\operatorname{ch}\frac{2\lambda_{nk}z}{w_k},$$

где $\quad \mu_{nk}^{-1}\equiv\lambda_{nk}^3\left(\lambda_{nk}+\frac{S_kw_k}{2D_k}\operatorname{cth}\frac{2\lambda_{nk}h}{w_k}\right),\quad \lambda_{nk}^2\equiv n^2\pi^2+\frac{w_k^2}{4L_k^2},\quad n=0,1,2,3...$

Следуя [5], на основе (12) в диффузионном приближении можно найти выражение для плотности тока неосновных носителей, после усреднения которого по z, например, для значения у границы перехода l_k будем иметь:

$$\bar{J}_x(l_k)=(-1)^{k+1}\left[\frac{eD_k\left[Y_k(l_k)-\overline{Y_k}\right]}{L_k\operatorname{sh}\eta_k}\operatorname{ch}\eta_k-\frac{eD_k\left[Y_k(d_k)-\overline{Y_k}\right]}{L_k\operatorname{sh}\eta_k}+\right.$$
$$\left.+\frac{\pi^2 eS_k w_k}{2h}\sum_{n=1}^{\infty}\left[Y_k(l_k)-Y_k(d_k)\right]\mu_{nk}n^2\right] \tag{13}$$

Далее, плотности токов через электронно-дырочные переходы целесообразно выразить с помощью токов насыщения переходов i_k и коэффициентов передачи носителей по базе β_k:

$$J_1=i_1(\xi_1-1)+\beta_2 i_1(1-\xi_2)+J_1^{in},$$
$$J_2=\beta_2 i_1(\xi_1-1)+\theta_2(1-\xi_2)+\beta_3 i_3(\xi_3-1)+J_2^{in}, \tag{14}$$
$$J_3=i_3(\xi_3-1)+\beta_3 i_3(1-\xi_2)+J_3^{in},$$

где $i_k=i_{k0}^{+}+i_{k+1,0}^{+}+\delta i_{k+1}-\dfrac{a_k\left(i_{k+1,0}+\delta i_{k+1}\right)^2}{1+a_k\left(i_{k+1,0}^{+}+\delta i_{k+1}\right)}$, $i_{k0}=\dfrac{eD_k\overline{Y_k}}{L_k\operatorname{sh}\eta_k}$, $i_{k0}^{+}=i_{k0}\operatorname{ch}\eta_k$,

$$\theta_2=\frac{i_{20}^{+}+\delta i_2}{1+a_2\left(i_{20}^{+}+\delta i_2\right)}+\frac{i_{30}^{+}+\delta i_3}{1+a_3\left(i_{30}^{+}+\delta i_3\right)},\ \delta i_k=\frac{\pi^2 i_{k0}}{2}\frac{S_k\tau_k}{h}\eta_k\operatorname{sh}\eta_k\sum_{n=1}^{\infty}\mu_{nk}n^2, \tag{15}$$

$$\beta_2 i_1=\frac{i_{20}+\delta i_2}{1+a_2\left(i_{20}^{+}+\delta i_2\right)},\ \beta_3 i_3=\frac{i_{30}+\delta i_3}{1+a_3\left(i_{30}^{+}+\delta i_3\right)},\ \xi_k=\exp\left\{(-1)^{k+1}\frac{eV_k}{K_BT}\right\}.$$

Здесь J_k^{in} – плотность тока, обусловленного внутренними процессами перехода, значение которого можно рассчитать при известных типах перехода (гетеро- или гомо-переходы, резкие или линейные) и доминирующих физических процессах (генерационно-рекомбинационный, туннельный, трехчастичные и т.д.), что важно в случае исследования конкретных структур.

Электропроводность и вольт-амперная характеристика структуры описываются коэффициентами i_k и β_k, которые содержат δi_k. На примере этих электрофизических параметров рассмотрим влияние поверхностной рекомбинации.

Изменения значений тока насыщения первого прямосмещенного электронно-дырочного перехода δi_2 и коэффициента передачи носителей по второй базе $\delta\beta_2$ обусловлены учетом поверхностной рекомбинации (по работе [10] обозначения (15) можно упростить условием $a_k i_k \ll 1$, которое выполняется в полях с напряжением $\geq 10^{-3}$ В/см):

$$i_1=i_1^0+\delta i_2,\quad \beta_2=\frac{i_{20}}{i_1^0}+\delta\beta_2=\beta_2^0+\delta\beta_2\ . \tag{16}$$

Учитывая, что численный ряд в обозначении δi_k сходится пропорционально n^{-2} для больших n, для большей наглядности представим

изменения величин δi_2 и $\delta\beta_2$ в единицах относительного изменения тока насыщения $\delta i_2 / i_1^0 \equiv \vartheta$. Тогда из уравнений (15) и (16) получим:

$$i_1 = i_1^0(1+\vartheta)\ ,\ \ \beta_2 = \beta_2^0 + \frac{(1-\beta_2^0)\vartheta}{1+\vartheta}\ . \qquad (17)$$

Величина тока насыщения i_1 с ростом ϑ (т.е. при увеличении скорости поверхностной рекомбинации S или при уменьшении толщины базы h) линейно растет, а коэффициент передачи носителей по базе β_2 меняет свое значение довольно медленно в интервале $[\beta_2^0;1]$. Дело в том, что эффективное среднее время жизни τ_{ef} с ростом S уменьшается, что приводит к росту числа генерированных равновесных неосновных носителей, и следовательно, к росту тока насыщения. Уменьшение толщины полупроводника h приводит к повышению роли поверхностной рекомбинации в эффективное время жизни по сравнению с явлениями в объеме квазинейтральной области, а следовательно, к уменьшению τ_{ef}, и поэтому к росту δi:

$$\frac{1}{\tau_{ef}} \cong \frac{1}{\tau} + \frac{2S}{h}.$$

Вероятность переноса неосновных носителей по полупроводнику – коэффициент β уменьшается с ростом S/h из-за уменьшения эффективной диффузионной длины этих частиц, но еще больше растет благодаря росту темпа их генерации. Формулы (16) и (17) наглядно показывают, что β_2 растет. Зависимости i_1, β_2 и $\delta\beta_2$ от ϑ показаны на рис.2a,b,c, соответственно. Малость величины $\delta\beta$ является следствием того, что при условии $w/L \le 1$ коэффициент β слабо зависит от величин L, S, τ и т.д. Однако даже малые изменения β могут играть принципиальную роль в процессе образования участка отрицательного дифференциального сопротивления на ВАХ полупроводниковой структуры [8].

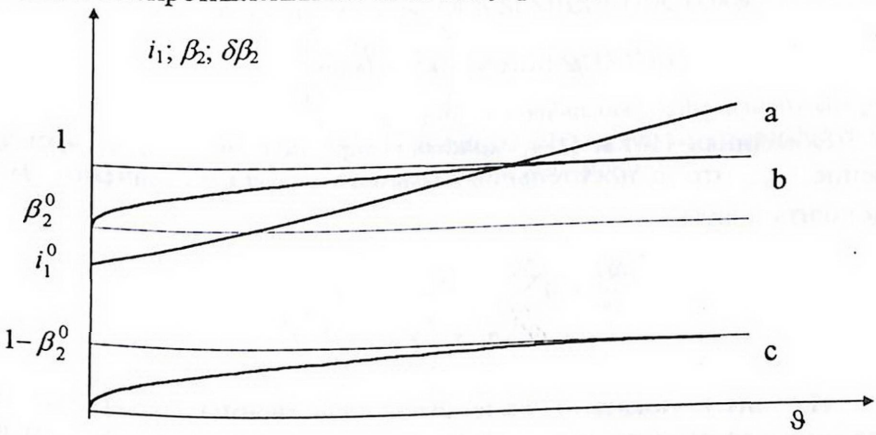

Рис.2. Зависимости тока насыщения первого эмиттерного перехода i_1, коэффициента передачи носителей по второй базе β_2 и изменения этого коэффициента $\delta\beta_2$ от относительного изменения тока насыщения первого эмиттера ϑ.

Рассмотрим зависимость значения относительного изменения тока насыщения $\delta i_2 / i_1^0$ от безразмерной величины $\omega = S_2\tau_2 / h$. При $\eta_2 \le 1$ и больших значениях n, когда $\operatorname{cth}\dfrac{2hn\pi}{w_2} \approx 1$, имеем:

$$\frac{\delta i_2}{i_1^0} = \frac{\beta_2^0}{2\pi^2}\eta_2 \operatorname{sh}\eta_2 \frac{S_2\tau_2}{h}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{n^2} \equiv A\omega\sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{n^2}. \qquad (18)$$

Эта прямая является асимптотической линией, к которой стремится график функции $\delta i_2 / i_1^0$ (рис.3).

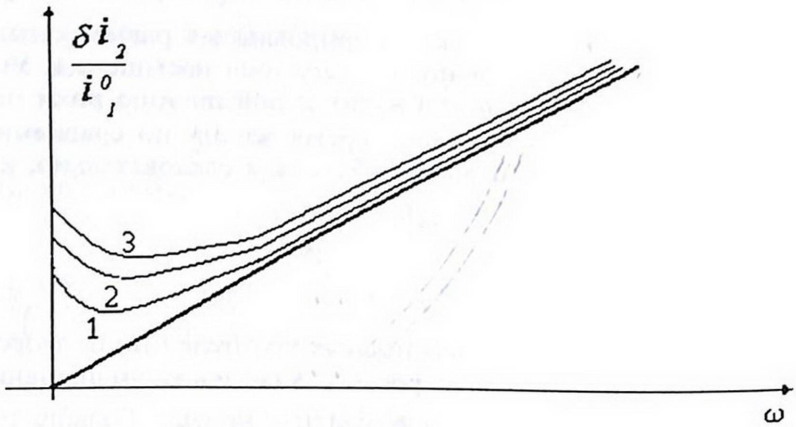

Рис.3. Семейство качественных графиков зависимости относительного изменения тока насыщения первого эмиттерного перехода от ω для разных значений толщины структуры h: $h_1 > h_2 > h_3$.

При малых значениях аргумента $\operatorname{cth} z \approx 1/z$. Тогда члены суммы в δi_2 примут следующий вид:

$$\mu_n^{-1} = \pi^4 n^2\left(n^2 + \frac{\eta_2^2}{\pi^2}\omega\right). \qquad (19)$$

Объединяя (18) и (19), можно утверждать, что существует такое значение n_0, что относительное изменение тока насыщения можно представить в виде

$$\frac{\delta i_2}{i_1^0} = A\sum_{n=1}^{n_0}\frac{\omega}{n^2 + \frac{\eta_2^2}{\pi^2}\omega} + A\sum_{n=n_0}^{\infty}\frac{\omega}{n^2}. \qquad (20)$$

На рис.3 показано семейство качественных графиков этого выражения для разных значений h: чем меньше толщина h, тем выше расположен график.

В заключение отметим, что в предельных случаях, когда $S \to 0$, $h \to \infty$ или $S/h \to 0$ все приведенные формулы переходят в соответст-

вующие выражения [5,7,8] для случая, когда учитываются только объемные эффекты.

ЛИТЕРАТУРА

1. **С.М.Рывкин**. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М., Физматгиз, 1963.
2. **А.В.Ржанов**. Электронные процессы на поверхности полупроводников. М., Наука, 1973.
3. **Ф.Ф.Волькенштейн**. Физико-химия поверхности полупроводников. М., Наука, 1973.
4. **Г.С.Караян**. ФТП, **19**, 1334 (1985).
5. **С.Зи**. Физика полупроводниковых приборов, т.1,2. М., Мир, 1984.
6. **А.А.Лебедев**. Физика электронно-дырочных переходов и полупроводниковых приборов. Л., Наука, 1969.
7. **В.Е.Челноков, Ю.А.Евсеев**. Физические основы работы силовых полупроводниковых приборов. М., Энергия, 1973.
8. **Г.С.Караян**. Полупроводниковые гетеропереходы и фотопреобразователи солнечной энергии. Сб. ст. под ред. Г.М. Авакьянца, Ереван, 1982, с.39.
9. **В.Шокли**. Теория электронных полупроводников. М., ИЛ, 1953.
10. **Г.С.Караян**. Многослойные полупроводниковые структуры с электронно-дырочными переходами. Докт. диссертация, Ереван, 1985.

ՄԱԿԵՐԵՎՈՒԹԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԱՆՀԱՄԱՍԵՌ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻՉՆԵՐԻ ԷԼԵԿՏՐԱՀԱՂՈՐԴԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՎՐԱ

Հ.Ս. ԿԱՐԱՅԱՆ, Ա.Հ. ՄԱԿԱՐՅԱՆ

Քննարկված է մակերևութային ռեկոմբինացիայի ազդեցությունը բազմաշերտ կիսահաղորդիչների քվազիհեյտրալ տիրույթներում ոչ հիմնական լիցքակիրների կոորդինատային բաշխման, ինչպես նաև այդ կառուցվածքների էլեկտրաֆիզիկական պարամետրերի վրա:

INFLUENCE OF SURFACE STATES ON THE ELECTROCONDUCTIVITY OF INHOMOGENEOUS SEMICONDUCTORS

H.S. KARAYAN, A.H. MAKARYAN

We considere the influence of the surface recombination on the minority charge carriers distribution in quasineutral domains of multilayer inhomogeneous semiconductor structures as well as on the electrophysical parameters of these structures.

Известия НАН Армении, Физика, т.34, №4, с.240-246 (1999)

УДК 532.783

ИССЛЕДОВАНИЕ КИНЕТИКИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ И ДОМЕННОЙ КАРТИНЫ В НЕКОТОРЫХ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ БИНАРНЫХ СИСТЕМАХ

А.Ц. САРКИСЯН, К.К. ВАРДАНЯН, З.В. БАГДАСАРЯН, Л.С. БЕЖАНОВА, С.М. ЯЙЛОЯН

Институт прикладных проблем физики НАН Армении

(Поступила в редакцию 30 августа 1998 г.)

Методом поляризационной микроскопии проведено исследование кинетики фазовых переходов и возникновения сегнетоэлектрических доменов в жидкокристаллических бинарных системах с хиральными добавками. Выявлена зависимость формы границы, образующейся при фазовом переходе изотропная жидкость – хиральный нематик, от толщины исследуемого слоя. Установлена зависимость периода доменов от величины спонтанной поляризации.

С практической точки зрения большой интерес представляют сегнетоэлектрические жидкокристаллические (ЖК) бинарные системы, которые по сравнению с индивидуальными ЖК сегнетоэлектриками обладают гораздо большей величиной спонтанной поляризации (P_c) и более широким температурным интервалом существования сегнетоэлектрической фазы. Как и многие другие ЖК смеси, сегнетоэлектрические бинарные системы, как правило, обладают богатым полиморфизмом и тем самым представляют большой интерес как объекты для исследования в них природы мезоморфных превращений. Поэтому большое число теоретических и экспериментальных исследований посвящено самым различным аспектам фазовых переходов в указанных системах. Однако в этих работах практически отсутствуют сведения о кинетике фазовых переходов, как это детально исследовано в молекулярных кристаллах [1]. Отметим также, что большой практический интерес представляют полосатые домены, возникающие в сегнетоэлектрической фазе в тонком слое хиральной смектической ЖК системы под влиянием внешнего приложенного электрического поля. Это связано с использованием отмеченных доменных структур как для построения различных дефлекторов оптического излучения, так и для измерения шага геликоида ЖК сегнетоэлектриков [2].

В данной работе методом поляризационной микроскопии проведено исследование кинетики фазовых переходов и возникновения доменной структуры в сегнетоэлектрических ЖК системах с различными концентрациями добавок (5, 7, 20%), где в качестве смектических матриц выбраны 4-пентил-N-(4-пентил-окси-2-гидроксибензилиден) амино – {16};

4-октокси-4′-нонилазобензол – {18}, а в качестве хиральных добавок – (d-2-метилбутил-4-гептилоксибифенил) – 4′-карбоксилат – {15}; 4-(d-3-метилпентил) – 4′-оксилоксибифенил – {21}. Ниже приведены химические формулы компонентов и температурные области существования жидкокристаллических фаз в исследованных системах:

$$C_5H_{11}O - (OH)\,C_6H_3 - CH = N - C_6H_4 - C_5H_{11} \quad - \{16\}$$

$$C_8H_{17}O - C_6H_4 - N = N - C_6H_4 - C_9H_{19} \quad - \{18\}$$

$$C_8H_{17}O - C_6H_4 - C_6H_4 - CH_2 - CH_2 - C^*H\,(CH_3) - C_2H_5 \quad - \{21\}$$

$$C_7H_{15}O - C_6H_4 - C_6H_4 - COO - CH_2 - C^*H\,(CH_3) - C_2H_5 \quad - \{15\}$$

Кристалл $(K_1)^{34oC}$ K_2^{46oC} Смектик С* $(СмС^*)^{55oC}$ Смектик А $(СмА)^{60oC}$ Хиральный нематик $(ХН)^{65oC}$ Изотропная жидкость (ИЖ) – {16}/{21} (5, 7, 20%).

K^{46oC} См C^{*55oC} См A^{60oC} $ХН^{65oC}$ ИЖ – {16}/{15}(5, 7, 20%).

K^{49oC} См $C^{*\,60oC}$ См $A^{\,66oC}$ $ХН^{72oC}$ ИЖ – {18}/{21}(5, 7, 20%).

K^{49oC} См $C^{*\,60oC}$ См $A^{\,66oC}$ $ХН^{72oC}$ ИЖ – {18}/{15}(5, 7, 20%).

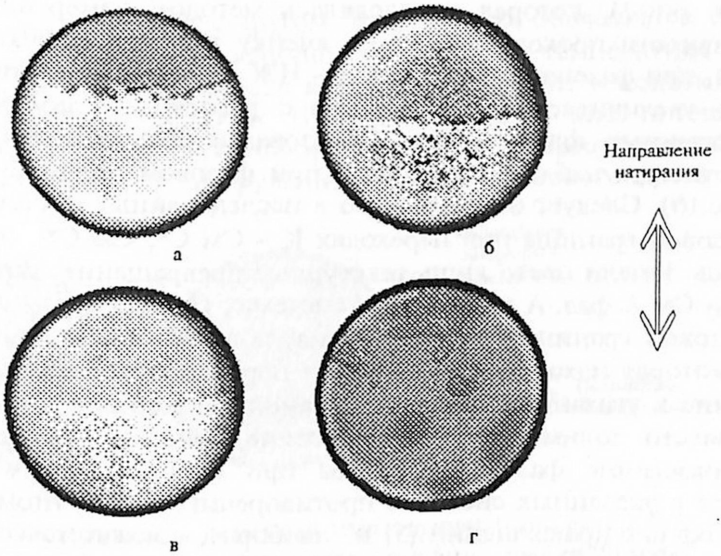

Рис.1. Прохождение фазовой границы при фазовых переходах: а – хиральный нематик-изотропная жидкость в бинарной системе {16}/{15}(20%), б – смектик А – хиральный нематик в бинарной системе {18}/{21}(5%), в – кристалл-кристалл в бинарной системе {16}/{21}(20%), толщина ячеек 20 мкм, г – образование "бесформенной" фазовой границы при фазовом переходе изотропная жидкость – хиральный нематик в бинарной системе {18}/{15}(5%), толщина ячейки 50 мкм.

Исследуемые вещества заливались в ячейки типа "сэндвич" с хорошей планарной ориентацией. Микроскопическому исследованию подвергались образцы с толщинами слоя 20, 50, 100 мкм. Как показали исследования, во всех смесях при фазовом переходе ХН – ИЖ наблюдается граница раздела фаз (см. рис.1а), с определенной скоростью продвигающаяся в поле зрения микроскопа. Наблюдения продвижения фазовой границы при многократном изменении положения ячеек на предметном столике микроскопа показали, что фазовая граница постоянно продвигается в направлении, параллельном направлению предварительного натирания стеклянных поверхностей ячеек. Исходя из этого, можно утверждать, что в исследованных ячейках, благодаря сильному сцеплению молекул жидкого кристалла с поверхностью ячеек, рост границы новой фазы в объеме ячеек начинается раньше, чем в приповерхностном слое. И только после дальнейшего повышения температуры в приповерхностном слое, в связи с неоднородностью натирания, образование фазовой границы начинается с того конца ячеек, где энергия сцепления молекул меньше. Сначала отцепляются гибкие концы молекул (спейсеры), а затем остовы. Как видно из рис.1а, при фазовом переходе ХН – ИЖ фазовая граница представляет собой оптически неоднородную полосу, состоящую из светлых (наверху) и темных (внизу) точек (см. рис.1а). Это, видимо, связано с рассеянием света на ориентационных флуктуациях молекул в толщине слоя фазовой границы. Существование таких флуктуаций потверждается зависимостью оптической плотности от температуры в исследованных системах (см. рис.2), которая определялась методом измерения изменения интенсивности проходящего через ячейку лазерного пучка. Как видно из рис.2, при фазовом переходе ХН – ИЖ оптическая плотность скачкообразно увеличивается, что связано с рассеянием лазерного луча на вышеуказанных флуктуациях. Образование фазовой границы в бинарных смесях наблюдалось также при фазовом переходе См А – ХН (см. рис.1б). Следует отметить, что в исследованных системах образование фазовой границы при переходах К – См С*, См С* – См А не наблюдалось. Имели место лишь текстурные превращения, характерные для См С* и См А фаз. А в бинарных системах {16}/{21}(5, 7, 20%) прохождение фазовой границы (см. рис.1в) наблюдалось при такой температуре (34°С), которая находится ниже точки перехода в жидкокристаллическое состояние в указанных системах. Становится ясным, что в этом случае имеет место полиморфное превращение кристалл-кристалл. Отметим, что образование фазовой границы при фазовом переходе кристалл-кристалл в указанных системах противоречит "контактному" механизму полиморфных превращений [3] и, наоборот, согласуется с выводом работы [4] о наличии фазовой границы при полиморфных превращениях.

Отметим еще одну особенность образования фазовой границы, связанную с изменением толщины слоя образца в ячейке. При увеличении толщины исследуемого слоя от 20 до 50 мкм при охлаждении переход в хиральную нематическую фазу протекает с нарушением единой фазовой границы (см рис.1г). В начальный момент фазового перехода в разных точках изотропной жидкости почти одновременно образуются зародыши нематической фазы, которые в процессе перехода

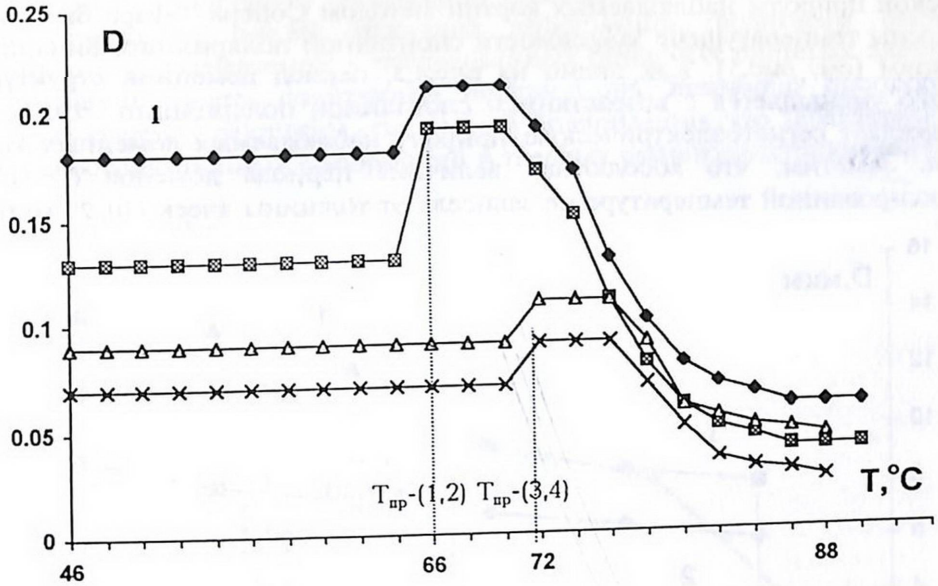

Рис.2. Зависимость оптической плотности от температуры в бинарных системах: 1 – {16}/{21}(5%); 2 – {16}/{15}(5%); 3 – {18}/{21}(5%); 4 – {18}/{15}(5%). Направление поляризации лазерного луча параллельно направлению планарной ориентации ячеек с толщиной 20 мкм, $T_{пр}$ – точка просветления.

быстро растут, сливаясь друг с другом. Это, видимо, объясняется тем, что при уширении слоя образца увеличивается градиент температуры по направлению нормали к поверхности ячеек, что приводит к конвективным потокам в изотропной жидкости. При этом скорость этих потоков при охлаждении уменьшается неравномерно (в связи с термическими флуктуациями), что приводит к "разрушению" единого фазового фронта.

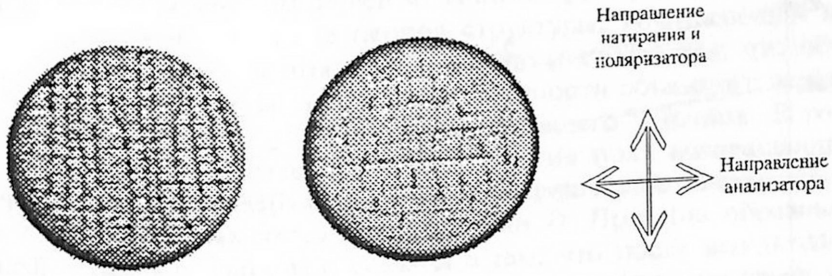

Рис.3. Сегнетоэлектрическая доменная картина при температурах: а – 47^{0}С; б – 49^{0}С, в бинарной системе {16}/{21}(20%), толщина ячейки 20 мкм.

Для наблюдения доменной картины к исследуемым ячейкам прикладывалось постоянное электрическое поле, превышающее поле раскрутки геликоида, обусловленного хиральностью молекул. Через 10-15 секунд поле снималось. Характерный вид периодической структуры, возникающий после выключения поля, приведен на рис.3. Период структуры D измерялся визуально с помощью шкалы микроскопа. На рис.4 приведены температурные зависимости периода доменной струк-

туры в системах {16}/{21}(5,20%). Для доказательства сегнетоэлектрической природы наблюдаемых картин методом Сойера-Тауэра были измерены температурные зависимости спонтанной поляризации бинарных систем (см. рис.5). Как видно из рис.4,5, период доменной структуры резко уменьшается с возрастанием спонтанной поляризации. Это подтверждает сегнетоэлектрическую природу наблюдаемых доменных картин. Заметим, что абсолютная величина периода доменов (D) при фиксированной температуре не зависела от толщины ячеек (10, 20 мкм).

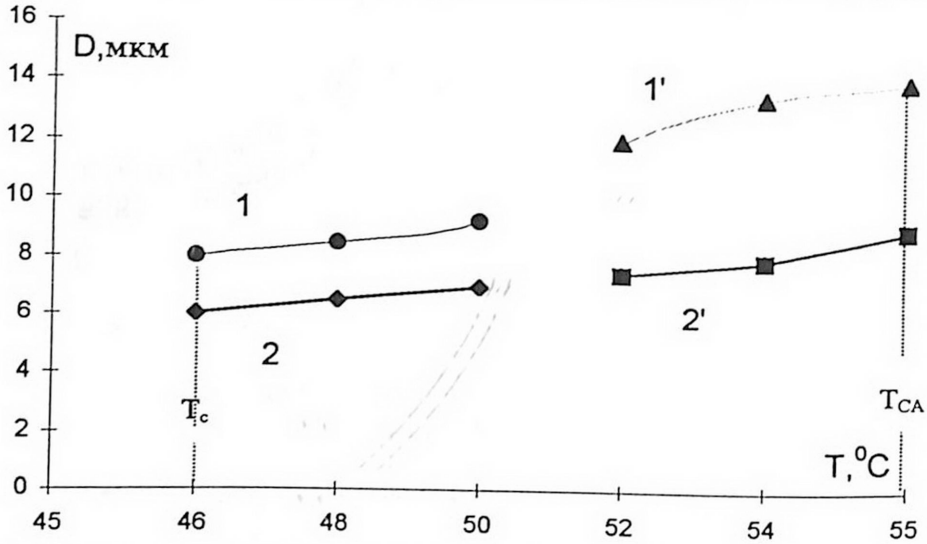

Рис.4. Температурная зависимость периода доменной структуры. Статические домены ($E = 0$) – 1 и 2 в бинарных системах {16}/{21}(5%), {16}/{21}(20%) соответственно; динамические домены в переменном поле с частотой 20 Гц – 1′ и 2′ в системах {16}/{21}(5%), {16}/{21}(20%) соответственно.

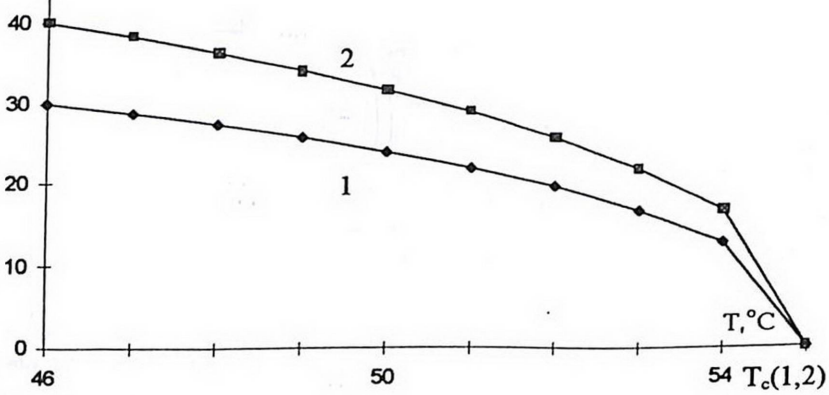

Рис.5. Температурная зависимость величины спонтанной поляризации в бинарных системах: 1 – {16}/{21}(5%); 2 – {16}/{21}(20%), T_c – точка перехода в параэлектрическую фазу.

На рис.6а приведена зависимость периода доменной структуры от величины спонтанной поляризации в бинарной системе {16}/{21} (20 %), а на рис.6б – зависимость волнового вектора периода доменов

($q_D = 2\pi/D$) от величины спонтанной поляризации в указанной системе. Как видно из рис.6б, величина деформации (волнового вектора спирали) q_D, вызываемой в исследованных бинарных системах электростатическим полем спонтанной поляризации, примерно пропорциональна квадрату величины спонтанной поляризации, что характерно для электрострикционных деформаций в твердых сегнетоэлектриках [5].

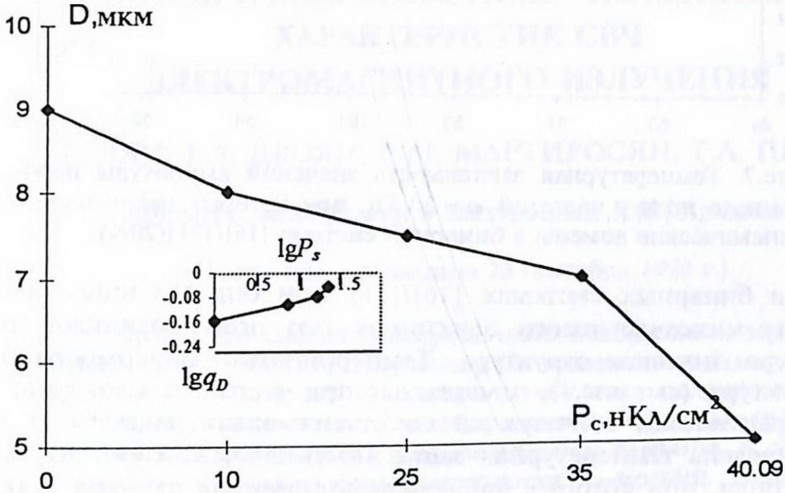

Рис.6. а) Зависимость периода доменной структуры D от величины спонтанной поляризации в бинарной системе {16}/{21}(20%); б) зависимость волнового вектора ($q_D = 2\pi/D$) периода доменной структуры от величины спонтанной поляризации в указанной системе.

Изменение периода доменной структуры в зависимости от продолжительности воздействия и амплитуды постоянного электрического поля позволяет легко наблюдать эффекты экранировки спонтанной поляризации (P_c) объемным зарядом. Например, с увеличением выдержки образца в постоянном поле период структуры, возникающей в первые секунды после выключения поля, заметно уменьшается, что объясняется увеличением P_c из-за уменьшения плотности объемного заряда и, соответственно, уменьшением его экранирующего действия. В то же время, через десятки секунд после выключения поля возвращающийся от электродов в объем заряд уменьшает эффективное электростатическое поле P_c, и это проявляется в увеличении D. Причина образования доменной структуры, видимо, связана с тем, что после выключения поля раскрутки геликоида дипольные моменты смектических слоев упаковываются таким образом, что в серединах соседних доменов направления P_c противоположны, а толщина доменных стенок фактически равна ширине самого домена. Таким образом, можно утверждать о проявлении псевдособственного сегнетоэлектричества в жидком кристалле с большой величиной P_c, приводящего к разбиению на домены с широкими переходными зонами типа размытых стенок Блоха в ферромагнетике [6]. Это разбиение аналогично сегнетоэлектрическим доменам в твердых сегнетоэлектриках и понижает энергию электростатического поля P_c. Отметим, что вышеуказанная статическая доменная картина в сегнетоэлектрической фазе хорошо сохраняется – реализуется оптическая память.

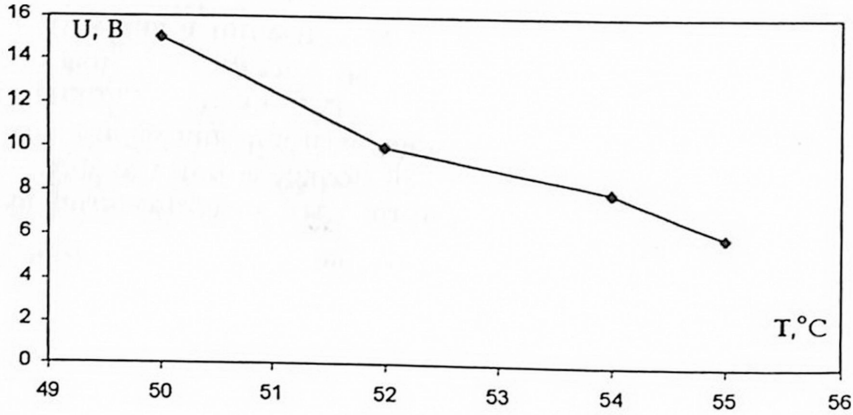

Рис.7. Температурная зависимость значений амплитуды переменного поля с частотой $\omega = 20$ Гц, при которых наблюдаются динамические домены в бинарной системе {16}/{21}(20%).

ры 50°C в бинарных системах {16}/{21} при определенных значениях амплитуды низкочастотного электрического поля возникает динамическая периодическая структура. Температурные зависимости периода этой структуры (см. рис.4), измеренные при частоте приложенного поля 20 Гц, практически согласуются со статическими зависимостями. На рис.7 приведена температурная зависимость значений амплитуды переменного поля, при которых наблюдалась доменная картина. Как видно из рис.4,7, ход зависимости периода доменов от значений амплитуды переменного поля (U): $U \sim 1/D$, приблизительно аналогичен ходу такой же зависимости в холестериках [7]. По-видимому, здесь мы имеем дело с эффектами взаимодействия промодулированного по площади ячейки электростатического поля зарядов P_c с осциллирующим во времени объемным зарядом в переменном поле.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Ю.В.Мнюх, Н.И.Мусаев, А.И.Китайгородский**. ДАН СССР, **174**, 345 (1967).
2. **L.Lejcek, S.Pirkl**. Liquid cryst., **8**, 871 (1990).
3. **Yu.V.Mnyuch**. Mol. Cryst., **52**, 163 (1979).
4. **А.Ц.Саркисян**. Кандидатская диссертация. М., 1973.
5. **И.С.Желудев**. Физика кристаллических диэлектриков. М., Наука, 1968.
6. **И.Е.Дзялошинский**. ЖЭТФ, **46**, 1420 (1964).
7. **А.С.Сонин**. Введение в физику жидких кристаллов. М., Наука, 1983.

INVESTIGATION OF PHASE TRANSITIONS KINETICS AND DOMAIN PATTERN IN SOME FERROELECTRIC BINARY SYSTEMS

A.TS.SARKISSYAN, K.K.VARDANYAN, Z.V.BAGHDASARYAN, L.S.BEZHANOVA, S.M.YAYLOYAN

Using the polar microscope method, the investigation of kinetics of phase transitions and appearance of ferroelectric domains in liquid crystal binary systems with chiral addings is carried out. The form dependence of boundary appearing at the isotropic liquid – chiral nematic phase transition, on the thickness of investigated layer is revealed. The dependence of domains period on the magnitude of spontaneous polarization is established.

Известия НАН Армении, Физика, т.34, №4, с.247-252 (1999)

УДК 621.396.96

СПОСОБ ИЗМЕРЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СВЧ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А.Г. ГУЛЯН, Г.А. ДВОЯН, Р.М. МАРТИРОСЯН, Г.А. ПИРУМЯН

Институт радиофизики и электроники НАН Армении

(Поступила в редакцию 23 сентября 1998 г.)

Предложен способ одновременного измерения четырех параметров Стокса (J, Q, U, V) СВЧ излучения, т.е. снятия полной поляризационной картины поля как для полностью и частично поляризованных, так и неполяризованных волн. Способ позволяет основную часть обработки СВЧ сигнала осуществить в одноканальном варианте, в результате чего существенно уменьшаются погрешности измерений. Приведена структурная схема поляриметра, основанного на изложенном способе.

Одной из актуальных задач современной радиофизики является измерение параметров Стокса, характеризующих поляризационные свойства СВЧ излучения. Для электромагнитного излучения, являющегося следствием стационарного физического процесса, одновременное определение параметров Стокса не существенно. Для электромагнитного излучения нестационарных процессов эти параметры должны определяться (измеряться) в таком временном интервале, в течение которого изменение поля несущественно (квазистационарное поле). Такое измерение поляризационных параметров назовем "одновременным".

Существующие СВЧ поляриметры или измеряют не все параметры Стокса, или многоканальны [1,2]. Для многоканальных СВЧ поляриметров из-за неидентичности каналов характерна невысокая точность измерений (относительно большие погрешности), а поляриметры, измеряющие не все параметры Стокса, не обеспечивают знание о полном поляризационном состоянии излучения. В настоящей работе предложен способ одновременного измерения четырех параметров Стокса как для полностью и частично поляризованного, так и для неполяризованного излучения. Данный способ позволяет основную часть обработки СВЧ сигнала осуществлять в одноканальном варианте, в результате чего существенно уменьшаются погрешности измерений.

Рассмотрим работу поляриметра при приеме сигнала наиболее общего вида – частично поляризованного (рис.1). В этом случае на выходах разделителя поляризации 5 имеем

$$\begin{aligned} \dot{E}_x &= E_0 e^{j[\omega t+\varphi_x(t)]} + E_x e^{j[\omega t+\varphi_x]}, \\ \dot{E}_y &= E_0 e^{j[\omega t+\varphi_y(t)]} + E_y e^{j[\omega t+\varphi_y]}, \end{aligned} \tag{1}$$

где E_0 – амплитуда напряженности, $\varphi_x(t), \varphi_y(t)$ – случайные начальны фазы горизонтальной и вертикальной компонент неполяризованно части СВЧ сигнала, $E_x, \varphi_y, E_y, \varphi_y$ – амплитуды напряженностей и на чальные фазы соответственно горизонтальной и вертикальной компо нент поляризованной части СВЧ сигнала, ω – циклическая частота при нимаемого сигнала.

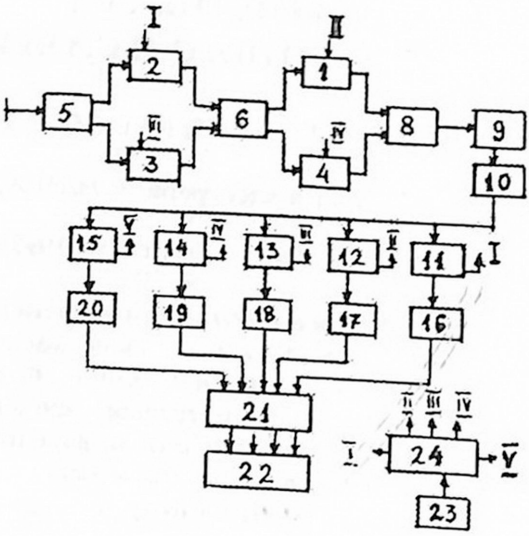

Рис.1. Структурная схема СВЧ-поляриметра.

Эти сигналы модулируются вторым 2 и третьим 3 модуляторами, преобразовываются в смешанные сигналы щелевым мостом 6, затем повторно модулируются первым 1 и четвертым 4 модуляторами, суммируются сумматором 8, усиливаются СВЧ усилителем 9 и подаются на вход детектора 10.

На вход детектора 10 поступает сигнал

$$\dot{E} = ke^{j\theta} A_4 \cdot A_3 \cdot A_2 \cdot A_1 \begin{Vmatrix} \dot{E}_x \\ \dot{E}_y \end{Vmatrix}, \qquad (2)$$

где

$$A_1 = \begin{Vmatrix} f_2(t) & 0 \\ 0 & f_3(t) \end{Vmatrix}$$

– матрица преобразования второго 2 и третьего 3 модуляторов,

$$A_2 = \frac{\sqrt{2}}{2} \begin{Vmatrix} 1 & -j \\ -j & 1 \end{Vmatrix}$$

– матрица преобразования щелевого моста 6,

$$A_3 = \begin{Vmatrix} f_1(t) & 0 \\ 0 & f_4(t) \end{Vmatrix}$$

– матрица преобразования первого 1 и четвертого 4 модуляторов,

$$A_4 = \frac{\sqrt{2}}{2}\|1 \quad 1\|$$

– матрица преобразования сумматора 8, k – коэффициент усиления СВЧ усилителя 9, θ – разность фаз, вносимая СВЧ усилителем 9, $f_1(t) - f_4(t)$ – функции передачи первого, второго, третьего и четвертого модуляторов.

Модуляторы работают по принципу "да" или "нет". Когда на управляющий вход модулятора подается напряжение, тогда СВЧ сигнал поглощается, а при отсутствии напряжения СВЧ сигнал беспрепятственно проходит через него. Такие модуляторы могут быть выполнены на СВЧ поглощающих *p-i-n* аттенюаторах. По принципу "да" или "нет" работают также ключи (11-15), однако если на управляющем входе ключа есть напряжение, то низкочастотный сигнал проходит через него беспрепятственно, и наоборот, при отсутствии управляющего напряжения ключ разомкнут. Если учесть, что на управляющие входы модуляторов от формирователя сигналов 24 подаются импульсы, имеющие вид, показанный на рис.2 a,b,c,d то нетрудно видеть, что

$$f_1(t) = \begin{cases} 0 \quad \text{при} \quad 2\pi n \le \Omega t \le \frac{2}{5}\pi + 2\pi n, \\ 1 \text{ при остальных значениях } \Omega t, \end{cases}$$

$$f_2(t) = \begin{cases} 0 \text{ при } 2\pi n + \frac{2}{5}\pi \le \Omega t \le \frac{4}{5}\pi + 2\pi n, \\ 1 \text{ при остальных значениях } \Omega t, \end{cases} \tag{3}$$

$$f_3(t) = \begin{cases} 0 \text{ при } 2\pi n + \frac{6}{5}\pi \le \Omega t \le \frac{8}{5}\pi + 2\pi n, \\ 1 \text{ при остальных значениях } \Omega t, \end{cases}$$

$$f_4(t) = \begin{cases} 0 \text{ при } 2\pi n + \frac{8}{5}\pi \le \Omega t \le 2\pi(n+1), \\ 1 \text{ при остальных значениях } \Omega t, \end{cases}$$

где Ω – циклическая частота модуляции.

На выходе детектора 10 имеем низкочастотный сигнал

$$U_D = \alpha \dot{E} \cdot \dot{E}^*, \tag{4}$$

огибающая которого показана на рис.2f, где α – постоянный коэффициент, зависящий от параметров детектора.

Рассмотрим отдельные участки огибающей в отдельности. Участок U_{D1} (рис.2) получается, когда на управляющие входы второго модулятора 2 и первого ключа 11 подано напряжение, т.е. модулятор 2

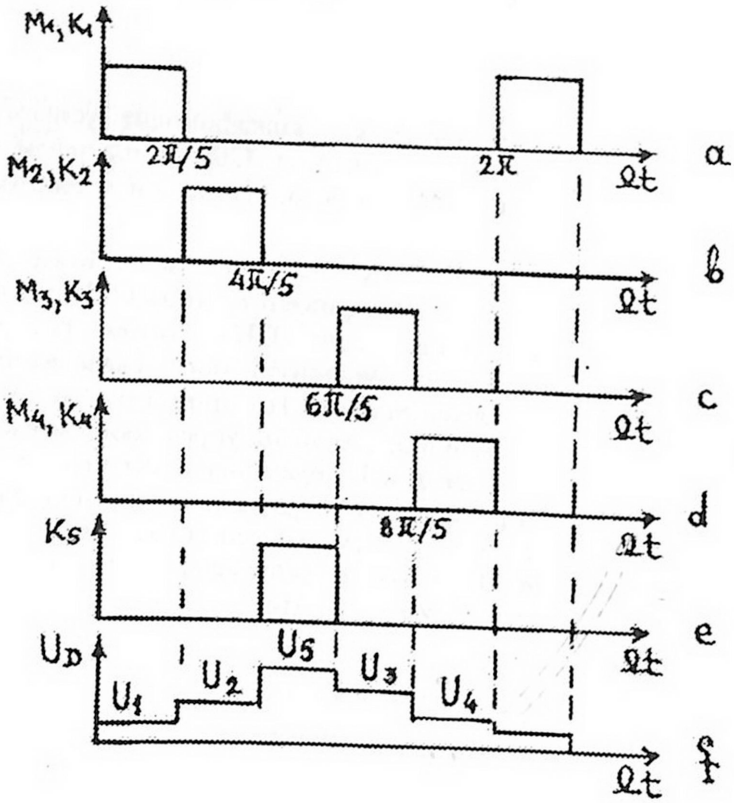

Рис.2. Диаграммы управляющих импульсов (a,b,c,d) и огибающая низкочастотного сигнала (f).

заперт, а остальные модуляторы и ключи открыты. Тогда $f_1(t)=0$, $f_2(t)=f_3(t)=f_4(t)=1$, и учитывая выражение (2), имеем

$$\dot{E}_1 = ke^{j\theta}\frac{\sqrt{2}}{2}\begin{Vmatrix}1 & 1\end{Vmatrix}\cdot\begin{Vmatrix}1 & 0\\ 0 & 1\end{Vmatrix}\cdot\frac{\sqrt{2}}{2}\begin{Vmatrix}1 & -j\\ -j & 1\end{Vmatrix}\cdot\begin{Vmatrix}0 & 0\\ 0 & 1\end{Vmatrix}\cdot\begin{Vmatrix}\dot{E}_x\\ \dot{E}_y\end{Vmatrix} = \frac{1}{2}ke^{j\theta}(1-j)\dot{E}_y. \quad (5)$$

С учетом уравнений (1), (4) и (5) напряжение U_{D1} будет

$$U_{D1} = \frac{\alpha k^2}{2}(E_0^2 + E_y^2). \quad (6)$$

Так как в этом случае открыт только первый ключ 11, то сигнал U_{D1}, проходя через него и первый интегратор 16, преобразуется в постоянное напряжение, прямо пропорциональное U_{D1}, т.е.

$$U_1 = C(E_0^2 + E_y^2), \quad (7)$$

где C – постоянный коэффициент.

Второй участок огибающей U_{D2} (рис.2) получается, когда заперт первый модулятор 1 и открыт второй ключ 12. Тогда $f_1(t) = f_2(t) = f_3(t) = 1$, $f_4(t) = 0$ и

$$\dot{E}_2 = ke^{j\theta}\frac{\sqrt{2}}{2}\begin{Vmatrix}1 & 1\end{Vmatrix}\cdot\begin{Vmatrix}0 & 0\\ 0 & 1\end{Vmatrix}\cdot\frac{\sqrt{2}}{2}\begin{Vmatrix}1 & -j\\ -j & 1\end{Vmatrix}\cdot\begin{Vmatrix}1 & 0\\ 0 & 1\end{Vmatrix}\cdot\begin{Vmatrix}\dot{E}_x\\ \dot{E}_y\end{Vmatrix} = \frac{1}{2}ke^{j\theta}(-jE_x + E_y). \quad (8)$$

Учитывая уравнения (1), (4), (8), имеем

$$U_{D2} = \frac{\alpha k^2}{4}(2E_0^2 + E_x^2 + E_y^2 + 2E_xE_y\sin\Phi), \quad (9)$$

или аналогично выражению (7)

$$U_2 = \frac{C}{2}(2E_0^2 + E_x^2 + E_y^2 + 2E_xE_y\sin\Phi), \quad (10)$$

где $\Phi = \varphi_x - \varphi_y$ — разность фаз между горизонтальной и вертикальной составляющей поляризованной части СВЧ сигнала.

Аналогично выводам (7) и (10), получаем

$$U_5 = C(2E_0^2 + E_x^2 + E_y^2 + 2E_xE_y\cos\Phi); \quad (11)$$

$$U_3 = \frac{C}{2}(2E_0^2 + E_x^2 + E_y^2 - 2E_xE_y\sin\Phi), \quad (12)$$

$$U_4 = C(E_0^2 + E_x^2). \quad (13)$$

Напряжения U_1, U_2, U_3, U_4, U_5 с выходов интеграторов 16-20 подаются на входы устройства суммирования и вычитания 21, которое на выходе формирует сигналы, соответствующие параметрам Стокса

$$J = U_1 + U_4 = C(2E_0^2 + E_x^2 + E_y^2); \quad (14)$$

$$V = U_2 - U_3 = 2CE_x \cdot E_y\sin\Phi; \quad (15)$$

$$U = U_5 - (U_2 - U_3) = 2CE_x \cdot E_y\cos\Phi; \quad (16)$$

$$Q = U_1 - U_4 = C(E_x^2 - E_y^2). \quad (17)$$

Таким образом, на регистраторе 22 фиксируются все четыре параметра Стокса, т.е. полная поляризационная картина электромагнитного поля. Из выражений (14 – 17) видно, что для полностью поляризованной электромагнитной волны $(E_0 = 0)$

$$Q^2 + U^2 + V^2 = J^2; \quad (18)$$

для частично поляризованной электромагнитной волны

$$Q^2 + U^2 + V^2 < J^2; \quad (19)$$

для неполяризованной электромагнитной волны

$$Q = U = V = 0; \quad J > 0. \quad (20)$$

В лаборатории прикладной радиоастрономии ИРФЭ НАН РА был изготовлен макет поляриметра на длине волны 3 см, обеспечивающий следующие погрешности измерения параметров Стокса: $\Delta U = \Delta J = 0{,}2$ dB, $\Delta Q = \Delta V = 0{,}3$ dB.

Работа выполнена в рамках темы 94 – 482, финансируемой из государственных централизованных источников РА.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Д.Б.Канарейкин и др**. Поляризация локационных сигналов. М., Советское радио,1966.
2. **В.Н.Руденко, А.К.Корж**. Поляриметр. АС СССР, №367393, кл G 01 R, 29. 08.1971.

ԳԲՀ ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ ԲՆՈՒԹԱԳՐԵՐԻ ՉԱՓՄԱՆ ԵՂԱՆԱԿ

Ա.Գ. ՂՈՒԼՅԱՆ, Գ.Ա. ԴՎՈՅԱՆ, Ռ.Մ. ՄԱՐՏԻՐՈՍՅԱՆ, Հ.Ա. ՓԻՐՈՒՄՅԱՆ

Առաջարկված է ԳԲՀ ճառագայթման Ստոքսի չորս պարամետրերի (J, Q, U, V) միաժամանակյա չափման եղանակ, որը թույլ է տալիս ստանալ ինչպես լրիվ և մասնակի բևեռացված, այնպես էլ չբևեռացված էլեկտրամագնիսական ալիքի բևեռացման լրիվ նկարագիրը: Մեթոդը հնարավորություն է ընձեռում ԳԲՀ ազդանշանի մշակման զգալի մասը իրականացնել միուղի տարբերակով, ինչը էապես փոքրացնում է չափման սխալները: Բերված է առաջարկված մեթոդի վրա հիմնված բևեռաչափի կառուցվածքային սխեման:

METHOD OF POLARIZATION CHARACTERISTICS MEASUREMENT FOR THE MICROWAVE RADIATION

A.G. GOULYAN, G.A. DVOYAN, R. M. MARTIROSSIAN, H.A. PIROUMYAN

A method for simultaneous measurement of four Stokes parameters (J, Q, U, V) for the microwave radiation is proposed. The method allows to obtain the complete polarization pattern for the completely and partially polarized, as well as unpolarized radiation. Measurement errors are significantly reduced due to application of a single-channel scheme. A structural scheme of such polarimeter is given.

К 70-ЛЕТИЮ АКАДЕМИКА М.Е. МОВСЕСЯНА

Исполнилось 70 лет со дня рождения и более 45 лет научно-педагогической деятельности известного физика-экспериментатора, академика Национальной Академии наук Армении, доктора физико-математических наук, профессора, заведующего лабораторией оптики Института физических исследованиий (ИФИ) НАН РА Мелиста Егишевича Мовсесяна.

М.Е.Мовсесян родился 20 июня 1929г. в г.Ереване в семье известного ученого-агрохимика, профессора Е.М.Мовсесяна. В 1952г. после окончания физико-математического факультета Ереванского государственного университета, он поступил в аспирантуру Физического института им.П.Н.Лебедева (ФИАН СССР). Его научным руководителем был всемирно известный физик, один из основоположников отечественной оптики, академик Г.С.Ландсберг. В эти годы М.Е.Мовсесян провел ряд интересных исследований, которые составили основу его кандидатской диссертации "Исследование инфракрасных спектров поглощения таутомерных соединений", успешно защищенной им в ФИАН-е в 1959г.

После возвращения в Армению М.Е.Мовсесян работает на кафедре строения вещества Ереванского государственного университета, а затем руководит кафедрой оптики. Являясь первым оптиком-спектроскопистом в Армении, М.Е.Мовсесян провел большую работу по организации преподавания оптики в ЕГУ, заложил основы учебных лабораторий, специальных курсов и практикумов по оптике. Трудно переоценить роль М.Е.Мовсесяна в деле подготовки специалистов-оптиков, успешно работающих во многих учреждениях республики.

Одновременно с преподавательской деятельностью М.Е.Мовсесян проводит научную работу. С 1962г. его научные интересы связаны с использованием излучения оптических генераторов для нелинейно-оптических исследований. В начале этого периода он занимался исследованием люминесценции кристаллов и жидкостей, вопросами внутримолекулярной передачи энергии возбуждения. Эти работы оказали сущест-

венную помощь при наладке производства рубиновых элементов и оптических квантовых генераторов в нашей республике.

С 1965г. М.Е.Мовсесян начал заниматься исследованиями спектров вынужденного комбинационного расеяния (ВКР) в органических соединениях, где им был получен ряд интересных результатов. В последующие годы научные интересы М.Е.Мовсесяна сосредоточиваются на исследованиях ВКР на электронных уровнях атомов в газообразных средах. Часть этих исследований составила основу его докторской диссертации "Исследование многофотонных процессов в газообразных и жидких средах", которую М.Е.Мовсесян успешно защитил в 1973г. в ФИАН-е. В 1977г. М.Е.Мовсесян был избран членом-корреспондентом АН Арм.ССР.

В последующие годы им получен ряд важных результатов, среди которых особенно существенными достижениями следует считать работы по изучению нелинейно-оптических явлений в парах металлов. По существу создано новое направление научных исследований, признанное мировой научной общественностью.

Широко известны пионерские работы М.Е.Мовсесяна по наблюдению ВКР и трехфотонного рассеяния света, нашедшие широкое применение в перестраиваемых лазерах в ультрафиолетовой, вакуумной ультрафиолетовой и инфракрасной областях спектра. Не менее актуальны его работы по влиянию внешнего магнитного поля и буферного газа на резонансные многофотонные процессы, которые открывают новые перспективы для физических исследований. Эти работы докладывались на самых авторитетных научных формах и получили высикую оценку. Признанием научных заслуг М.Е.Мовсесяна явилось его избрание в 1996г. академиком Национальной академии наук Армении.

М.Е.Мовсесян – автор свыше 120 научных работ. Среди его учеников 1 доктор и 13 кандидатов наук. Наряду с научно-педагогической деятельностью М.Е.Мовсесян ведет большую организационную работу. В годы работы в ЕГУ он вложил много усилий в организацию и руководство Проблемной Радиационной лаборатории, заведующим которой он был в 1962-1970гг. В 1968г. М.Е.Мовсесян организовал лабораторию оптики Института физических исследований НАН РА, неизменным руководителем которой он является по настоящее время.

М.Е.Мовсесян ведет большую общественную работу. Он – член Объединенного Научного совета по комплексной программе "Оптика" и был членом Научного совета по проблеме "Спектроскопия атомов и молекул" АН СССР. В 1968-1989гг. он был членом редакционной коллегии ежемесячника "Progress in Optics", а в 1968-1993гг. – членом редколлегии журнала "Известия НАН Армении, Физика".

Высокий уровень, широта научного мировозрения, тонкое мастерство физика-исследователя, принципиальность, кристальная честность и требовательность прежде всего к самому себе – вот те качества, которые присущи М.Е.Мовсесяну – ученому и человеку.

Поздравляя Мелиста Егишевича Мовсесяна с 70-летним юбилеем, редколлегия, его коллеги и ученики желают ему крепкого здоровья, неиссякаемой творческой энергии и новых достижений в науке.

Редколлегия

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Ա.Ս.Վարդանյան, Է.Դ.Գազազյան, Ա.Դ.Տեր-Պողոսյան. Չերենկովյան ճառագայթման մասին երկու միջավայրերով համառանցք լցված ալիքատարում. 195

Գ.Ն.Սարգսյան. Տատանողական գրգռված ջրածնի մոլեկուլների իոնացումը ցածր էներգիայի էլեկտրոններով, իոնացման շեմի մոտակայքում. 203

Հ.Ս.Երիցյան. Բրեգի բանաձևի ընդհանրացումը անշրջելիությամբ օժտված միջավայրերի համար. 211

Գ.Ա.Վարդանյան, Ա.Հ.Գևորգյան. Պարույրային պարբերական միջավայրի պարամետրերի փոփոխության ազդեցությունը կլանման անոմալիաների երևույթների վրա. 217

Ռ.Խ.Դրամփյան. Կոնաձև ճառագայթման լազերային ինդուկտումը Կերի միջավայրում և դիֆրակցիայի ազատ փնջերի ձևավորումը. 224

Հ.Ս.Կարայան, Ա.Հ.Մակարյան. Մակերևույթների վիճակների ազդեցությունը անհամասեռ կիսահաղորդիչների էլեկտրահաղորդականության վրա. 231

Ա.Ց.Սարգսյան, Կ.Կ.Վարդանյան, Զ.Վ.Բաղդասարյան, Լ.Ս.Բեժանովա, Ս.Մ.Յայլոյան. Փուլային անցումների կինետիկայի և դոմենային պատկերի հետազոտությունը որոշ սեգնետաէլեկտրական բինար համակարգերում. 240

Ա.Գ.Ղուլյան, Գ.Ա.Դվոյան, Ռ.Մ.Մարտիրոսյան, Հ.Ա.Փիրումյան. ԳԲՀ էլեկտրամագնիսական ճառագայթման բևեռացման բնութագրերի չափման եղանակ. 247

Ակադեմիկոս **Մ.Ե.Մովսեսյանի** 70-ամյակին. 253

CONTENTS

A.S.Vardanian, E.D.Gazazian, A.D.Ter-Pogossian. On the Cherenkov radiation in the waveguide with the canal in the medium filling the waveguide. 195

G.N.Sargsyan. Ionization of vibrationally-excited hydrogen molecules by low energy electrons near the ionization threshold. 203

H.S.Eritsyan. Generalization of the Bragg formula for media possessing wave irreversibility. 211

G.A.Vardanian, A.H.Gevorgian. Influence of changes of the layer parameters of the helical periodical medium on effects of absorption anomalies. 217

R.Kh.Drampyan. Laser induction of conical emission in the Kerr medium and formation of diffraction-free beams. 224

H.S.Karayan, A.H.Makaryan. Influence of surface states on the electroconductivity of inhomogeneous semiconductors. 231

A.Ts.Sarkissyan, K.K.Vardanyan, Z.V.Baghdasaryan, L.S.Bezhanova, S.M.Yayloyan. Investigation of phase transitions kinetics and domain pattern in some ferroelectric binary systems. 240

A.G.Goulyan, G.A.Dvoyan, R.M.Martirossian, H.A.Piroumyan. A method of polarization characteristics measurement for the microwave radiation. 247

On the 70-th birthday of academician **M.E.Movsessian**. 253

СОДЕРЖАНИЕ

А.С.Варданян, Э.Д.Газазян, А.Д.Тер-Погосян. О черенковском излучении в волноводе с каналом, прорезанным внутри заполняющей волновод среды. 195

Г.Н.Саргсян. Ионизация колебательно-возбужденных молекул водорода электронами низких энергий вблизи порога ионизации 203

О.С.Ерицян. Обобщение формулы Брэгга для сред с необратимостью волн. 211

Г.А.Варданян, А.А.Геворгян. Влияние изменений параметров слоя спиральной периодической среды на эффекты аномалий поглощения. 217

Р.Х.Дрампян. Лазерное индуцирование конического излучения в керровской среде и формирование свободных от дифракции пучков. 224

Г.С.Караян, А.А.Макарян. Влияние поверхностных состояний на электропроводность неоднородных полупроводников. 231

А.Ц.Саркисян, К.К.Варданян, З.В.Багдасарян, Л.С.Бежанова, С.М.Яйлоян. Исследование кинетики фазовых переходов и доменной картины в некоторых сегнетоэлектрических бинарных системах. 240

А.Г.Гулян, Г.А.Двоян, Р.М.Мартиросян, Г.А.Пирумян. Способ измерения поляризационных характеристик СВЧ электромагнитного излучения. 247

К 70-летию академика **М.Е.Мовсесяна**. 253

Отпечатано на копи-принтере Rex Rotary CP1280
фирмы RICOH

Заказ №17. Тираж 200.
Сдано в набор 15.07.99. Подписано к печати 23.08.99.
Печ. л. 4. Бумага KYM-ultra. Цена договорная.

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