ՅՍՍՅ ԳԱ Տեղեկագիր

1989

ԽՄԲԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈԼԵԳԻԱ

a. 8. Ամատունի, Վ. Մ. Հաrությունյան (պատասխանատու խրմրագրի տեղակալ), Հ. Հ. Վարդապետյան, Գ. Ա. Ղարիթյան (պաumufumumun fudpunghp), G. U. Vurmhrnugus, U. G. Uhrmygus, U. b. Undahajul, b. 9. Turnjul (ummmuhulumne hulpungh whymhung), 9. U. Umfautyma, U. 9. Ufuhpmryma (ummmuhumhumաու քարտուղար)

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

А. Ц. Аматуни, В. М. Аругюнян (заместитель ответственногоредактора), Г. А. Вартапетян, Г. М. Гарибян (ответственный редактор), Р. М. Мартиросян, А. Р. Мкртиян, М. Е. Мовсесяя, Г. С. Саакян, Э. Г. Шароян (заместитель ответственного редактора). А. Г. Мхитарян. (ответственный секретарь))



УДК 538.566.2

ОБ ИЗЛУЧЕНИИ НЕПОДВИЖНЫХ ИСТОЧНИКОВ В ОГРАНИЧЕННЫХ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ИЗОТРОПНЫХ СРЕДАХ

В. А. ДАВЫДОВ

Московский государствевный университет

Г. В. ДЖАНДИЕРИ

Институт кибернетики АН ГССР

(Поступила в редакцию 12 декабря 1988 г).

В работе рассматривается задача об излучения неподвижного точечного заряда, находящегося как вблизи плоской границы раздела безграничвых стационарных и нестационарных сред, так и вблизи плоскопараллельной пластиянии конечной толщины, когда диэлектрическая проницаемость меняется во времени.

Появление работ [1, 2] стимулировало интерес к излучению зарядов в нестационарных средах, параметры которых (например, диэлектрическая проницаемость г) меняются во времени. Существенной особенностью нестационарных сред является то, что система «заряд-электромагнитное поленестационарная среда» не является замкнутой и в общем энергетическом балансе важную роль играет энергия внешнего источника, создающего нестационарность в среде. Это может приводить, в частности, к излучению неподвижных зарядов при изменении во времени свойств материальной среды. Однако в однородной и изотропной нестационарной среде при изменении диалектрической проницаемости заряженный источник излучать не может [3, 4]. Для того, чтобы излучение происходило в однородной среде, необходимо изменение во времени ее анизотропии [3, 5]. Излучение неподвижных источников в изотропных средах возможно при наличии в среде волны диэлектрической проницаемости (т.н. «переходное рассеяние» [6, 7]). а также движущихся границ раздела [8]. Вместе с тем, возможности излучения неподвижных источников в изотропных средах вовсе не ограничиваются случаем сред с бегущим параметром. В настоящей работе мы рассмотрим ряд вопросов, относящихся к широкому классу проблем излучения источников в ограниченных нестационарных средах.

Простейшей задачей такого рода является задача об излучении неподвижного точечного заряда вблизи плоской границы раздела двух сред стационарной и нестационарной.

Выберем декартову систему координат таким образом, чтобы граница раздела двух сред лежала в плоскости xy. Пусть неподвижный заряд q расположен на оси z на расстоянии a от границы раздела. Пусть также среда ниже границы раздела (z < 0) является стационарной и имеет диэлектрическую проницаемость ε_0 , а среда при z > 0 — нестационарна, и ее дивлектрическая проницаемость равна $\varepsilon_0 + \Delta \varepsilon (t)$, где t — время.

Если $\Delta \varepsilon(t) \ll \varepsilon_0$, то для расчета энергии излучения удобно воспользоваться развитым в [8] аппаратом теории возмущений. Для сред, диэлектрическая проницаемость которых имеет вид

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \varepsilon_1 (\mathbf{r}, t), \qquad (|\varepsilon_1| \ll \varepsilon_0), \qquad (1)$$

в [8] получено следующее выражение для углового и спектрального распределения энергии излучения:

$$W_{\mathbf{k}\lambda} d^{3} k = \frac{(2\pi)^{4} \omega^{2}}{4\varepsilon_{0}(\omega)} \left| \int d\mathbf{k}_{1} d\omega_{1} \varepsilon_{1} (\mathbf{k} - \mathbf{k}_{1}, \omega - \omega_{1}) e^{\lambda} \mathbf{E}^{q} (\mathbf{k}_{1}, \omega_{1}) \right|^{2} d^{3} k, \quad (2)$$

где ω , \mathbf{k} — частота и волновой вектор излученной волны, \mathbf{e}^{λ} ($\lambda = 1,2$) — ее вектор поляризации, $\mathbf{E}(\mathbf{k}_1 \omega_1)$ и $\varepsilon_1(\mathbf{k}_1 \omega_1)$ — соответственно фурьеобразы электрического поля источника (в "невозмущенной, среде с диэлектрической проницаемостью ε_0) и переменной части диэлектрической проницаемости.

Компонента Фурье электрического поля заряда *q*, расположенного на. расстоянии *a* от границы раздела двух сред, имеет следующий вид

$$\mathbf{E}^{q}\left(\mathbf{k}_{1},\boldsymbol{\omega}_{1}\right) = -i\frac{q\,e^{-ik_{1}x^{a}}\,\hat{\boldsymbol{\varepsilon}}\left(\boldsymbol{\omega}_{1}\right)}{2\,\pi^{2}\,\boldsymbol{\varepsilon}_{0}\left(\boldsymbol{0}\right)\,k_{1}^{2}}\mathbf{k}_{1},\tag{3}$$

где k_{1z} — проекция вектора \mathbf{k}_1 на ось z, $\varepsilon_0(0)$ — статическое значение диэлектрической проницаемости.

Переменная часть дизлектрической проницаемости равна ε_1 (r, t) = $=\Delta \varepsilon(t) \theta(z)$, где $\theta(z)$ — ступенчатая функция Хевисайда. Найдем фурье - образ ε_1 (r, t):

$$\varepsilon_{1} (\mathbf{k}_{1} \omega_{1}) = \frac{1}{(2\pi)^{4}} \int \varepsilon_{1} (\mathbf{r}; t) e^{i (\omega_{1} t - \mathbf{k}_{1} \mathbf{r})} d\mathbf{r} dt =$$

$$= -i \frac{\Delta \varepsilon (\omega_{1}) \delta (\mathbf{k}_{1x}) \delta (\mathbf{k}_{1y})}{2\pi (\mathbf{k}_{x} - i\gamma)}, \quad \gamma \longrightarrow +0, \quad (4)$$

где $\Delta \varepsilon (\omega_1) = \frac{1}{2\pi} \int \Delta \varepsilon (t) e^{i\omega_1 t} dt$ — временная компонента Фурье функции

 $\Delta \varepsilon (t)$. Подстановка (3), (4) в общую формулу (2) приводит к следующему выражению для углового и спектрального распределения энергии излучения:

$$W_{\mathbf{k},\lambda} d^{3} k = \frac{q^{2} \omega^{2} |\Delta \varepsilon (\omega)|^{2}}{4 \varepsilon_{0} (\omega) \varepsilon_{0}^{2} (0)} \frac{(e_{z}^{\lambda})^{2} e^{-2 \sqrt{k_{x}^{2} + k_{y}^{2}} a}}{k_{x}^{2} + k_{y}^{2}} d^{3} k.$$
 (5)

Из (5) следует, что излучаются только такие волны, вектор поляризации которых лежит в плоскости, образованной осью z (нормально к границе раздела) и волновым вектором k. При этом $e_z^{\lambda} = \sin \theta$, где θ — угол между k и осью z. С учетом этого получим распределение энергии излучения по частоте и полярному, углу θ :

$$W_{\omega,\theta} d\omega d\theta = -\frac{\pi q^2 \omega^2 |\Delta \varepsilon(\omega)|^2}{2 c \varepsilon_0^{1/2}(\omega) \varepsilon_0^2(0)} e^{-\frac{2\omega}{c} \int \varepsilon_0(\omega) d \sin \theta} \sin \theta d\omega d\theta.$$
(6)

Из (6), в частности, следует, что при удалении заряда от границы раздела двух сред $(a \rightarrow \infty)$ энергия излучения стремится к нулю, что подтверждает вывод о невозможности излучения неподвижных заряженных источников в однородной изотропной нестационарной среде.

Рассмотрим некоторые частные случаи, описываемые общей формулой (6).

а. Излучение в случае плавного изменения диэлектрической проницаемости. Пусть $\Delta \varepsilon(t)$ имеет вид

$$\Delta \varepsilon(t) = \Delta \varepsilon \exp(t/T) / (1 + e^{t/T}). \tag{7}$$

Выражение (7) описывает изменение диэлектрической проницаемости при z > 0 от ε_0 до $\varepsilon_0 + \Delta \varepsilon$, причем это изменение происходит плавно за характерное время *T*. Сделав замену переменных $u = e^{t/T}$, нетрудно найти фурье-образ $\Delta \varepsilon$ (ω)

$$\Delta \varepsilon (\omega) = \frac{i \Delta \varepsilon T}{2 \operatorname{sh} (\pi \omega T)}$$
(8)

Подставив (8) в (6), получим угловое и спектральное распределение энергии излучения:

$$W_{\omega,\theta} d \omega d \theta = \frac{\pi q^2 \omega^2 (\Delta z)^2}{8 c z_0^{1/2} (\omega) z_0^2 (0) s h^2 (\pi \omega T)} \times \exp\left(-2 \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_0} (\omega)} \alpha \sin \theta\right) d \omega d \theta.$$
(9)

Особенно простой вид это распределение имеет в случае мгновенного изменения дивлектрической проницаемости $(T \rightarrow 0)$:

$$W_{\omega,\theta} d \omega d \theta = \frac{q^2 (\Delta \varepsilon)^2}{8 \pi c \varepsilon_0^{1/2} (\omega) \varepsilon_0^2 (0)} \exp\left(-2 \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_0 (\omega)} a \sin \theta\right) \sin \theta d \omega d\theta.$$
(10)

Если пренебречь дисперсией, выражение (10) можно проинтегрировать по частоте, получив изотропное распределение энергии по полярному углу θ. Интегрируя последнее по θ, найдем полную излученную энергию

$$W = \frac{q^2 (\Delta z)^2}{16 z_0^3} \frac{1}{\alpha}.$$
 (11)

Как следует из (11) полная энергия излучения медленно ($\sim a^{-1}$) убывает с ростом расстояния от заряда до границы раздела.

б. Излучение при периодическом изменении дивлектрической проницаемости. Пусть теперь дивлектрическая проницаемость при z > 0 перисдически меняется со временем

$$\Delta \varepsilon (t) = \Delta \varepsilon \cos \omega_0 t. \tag{12}$$

Фурье - образ Δ : (w)имеет вид

$$\Delta z(\omega) = \frac{\Delta z}{2} \delta(\omega - \omega_0).$$
 (13)

В (13) отброшено слагаемое с $\delta(\omega + \omega_0)$, поскольлу $\omega + \omega_0 > 0$. Подстановка (13) в (6) приводит к выражению для энергии излучения. Это выражение содержит квадрат δ -функции, поэтому речь должна идти об энергии излучения в единицу времени. Угловое распределение мощности излучения (которое монохооматично и происходит на частоте ω_0) описывается следующим выражением

$$P_{\theta} d\theta = \frac{q^2 (\Delta \varepsilon)^2 \omega_0^2}{16 c \varepsilon_0^{1/2} (\omega_0) \varepsilon_0^2 (0)} e^{-2 \frac{\omega_u}{c} a \int_{-\infty}^{\infty} (\omega_0) -\sin\theta} \sin \theta d\theta.$$
(14)

Рассмотрим теперь более реалистичный случай излучения неподвижного заряда, расположенного вблизи плоскопараллельной пластинки, диэлектрическая проницаемость которой меняется во времени.

Пусть переменная часть диэлектрической проницаемости ε₁ (r, t) в (1) имеет вид

$$\varepsilon_1 = \Delta \varepsilon (t) (\theta (z) - \theta (z - b)). \tag{15}$$

Выражение (15) описывает пластину толщины b, внутри которой (т. е. при $o \le z \le b$) дизлектрическая приницаемость меняется по закону $\Delta \varepsilon (t)$. Найдем фурье-образ переменной части диэлектрической проницаемости:

$$\varepsilon_{1}(\mathbf{k}_{1}, \omega_{1}) = -i \frac{\Delta \varepsilon(\omega_{1}) \delta(k_{1x}) \delta(k_{1y})}{2\pi (k_{1z} - i\gamma)} (1 - e^{-i k_{1z} b}).$$
(16)

Угловое и спектральное распределение энергии излучения заряда q, расположенного вблизи z = a найдем, подставив (3) и (16) в (2). При интегрировании по $d k_{1z}$ в (2)весьма существенным оказывается знак разности a - b (именно sign (a - b) определяет выбор контура интегрирования). Распределение энергии зависит от того, находится ли заряд q вне пластинки (a > b) или внутри ее (a < b). Имеем:

$$\begin{aligned}
W_{\omega,\theta} \ d \ \omega \ d \ \theta &= \frac{\pi \ q^2 \ \omega^2 \ |\Delta \gamma \ (\omega)|^2}{2 \ c \ \varepsilon^{1/2}_0(\ \omega) \varepsilon_0^2(0)} \exp\left(-2 \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_0(\omega)} \ \alpha \sin \theta\right) \times \\
\times \left[1 + \exp\left(2 \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_0(\omega)} b \sin \theta\right) - 2 \exp\left(\frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_0(\omega)} \ b \sin \theta\right)\right) \times \\
\times \cos\left(\frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_0} b \cos \theta\right) \right] \cdot \sin \theta \ d \ \omega \ d \ \theta \end{aligned}$$
(17)

при а > b и

$$W_{\omega,\theta}d\omega d\theta = \frac{\pi q^2 \omega^2 |\Delta z(\omega)|^2}{2 c z_0^{1/2}(\omega) z_0^2(0)} \left[\exp\left(-2 \frac{\omega}{c} \sqrt{z_0(\omega)} a \sin\theta\right) + \right]$$

$$+ \exp\left(-2\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_{0}(\omega)}(b-a)\sin\theta\right) - 2\exp\left(-\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_{0}(\omega)}b\sin\theta\right) \times \\\times \cos\left(\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_{0}(\omega)}b\cos\theta\right) \sin\theta d\omega d\theta$$
(18)

при a < b.

Характерный интерференционный член в (17), (18) описывает осцилляции энергии излучения в зависимости от толщины пластинки b; однако, энергия излучения ни при каком эначении b не обращается в нуль. Подставив в (17), (18) выражения (8) (или (13)), нетрудно рассчитать энергию излучения в случаях, когда диэлектрическая проницаемость в пластинке плавно (или периодически) меняется во времени.

К кругу проблем, затронутых в данной работе, тесно примыкает задача об излучении неподвижных источников на стоячей волне диэлектрической проницаемости. Авторы [6] впервые показали, что при падении бегущей волны диэлектрической проницаемости на неподвижный заряд, последний излучает электромагнитные волны. Ниже мы покажем, что наличие бегущей волны диэлектрической проницаемости не является необходимым условием, и излучение неподвижного заряда возможно и в случае стоячей волны.

Пуст» диэлектрическая проницаемость среды описывается выражением (1), где

$$\varepsilon_1(\mathbf{r}, t) = \Delta \varepsilon \cos(\mathbf{k}_0 \mathbf{r}) \cos(\omega_0 t).$$
⁽¹⁹⁾

Фурье-образ переменной части дивлектрической проницаемости (19) имеет вид:

$$\varepsilon_{1} (\mathbf{k}_{1}, \omega_{1}) = \frac{\Delta \varepsilon}{4} \left\{ \left[\delta (\mathbf{k}_{0} - \mathbf{k}_{1}) + \delta (\mathbf{k}_{0} + \mathbf{k}_{1}) \right] \delta (\omega_{0} - \omega_{1}) + \left[\delta (\mathbf{k}_{0} - \mathbf{k}_{1}) + \delta (\mathbf{k}_{0} + \mathbf{k}_{1}) \right] \delta (\omega_{0} + \omega_{1}) \right\}.$$
(20)

Выберем систему координат, ось z которой совпадает с \mathbf{k}_0 . Тогда подставляя (20) и (3) в (2), получим выражение для углового распределения мощности излучения (излучение происходит на частоте ω_0):

$$P_{\theta} d\theta = \frac{1}{4} P_{\theta}^{\prime s} \left[1 + 2 \frac{(\mathbf{k}_{0} - \mathbf{k})^{2}}{(\mathbf{k}_{0} + \mathbf{k})^{2}} \cos(2k_{0} a) + \frac{(\mathbf{k}_{0} - \mathbf{k})^{4}}{(\mathbf{k}_{0} + \mathbf{k})^{4}} \right] d\theta, \quad (21)$$

где $P_{\theta}^{ts} = \frac{q^2 (\Delta z)^2 \omega_0^2 k_0^2 k^2 \sin^3 \theta}{14 c \sqrt{z_0} (\omega) z_0^2 (0) (\mathbf{k}_0 - \mathbf{k})^4}$ — мощность переходного рассеяния бегущей волны диэлектрической проницаемости вида $z_1(\mathbf{r}, t) = \Delta z \cos(\mathbf{k}_0 \mathbf{r} - \omega_0 t)$ на неподвижном заряде, θ — угол между \mathbf{k} и \mathbf{k}_0 так, что $(\mathbf{k}_0 \pm \mathbf{k})^2 = k_0^2 \pm 2 k_0 k \cos \theta + k^2; |\mathbf{k}| = \frac{\omega_0}{c} \sqrt{z_0 (\omega_0)}$. Рассмотрение (20) показывает, что излучаемая мощность P_{θ} является периодической функцией a. Напомним, что a, в данном случае, расстояние от точки z = 0 (где находится пучность стоячей волны) до заряда. Интересно отметить, что даже если заряд находится в узле стоячей волны $\left(k_0 \ a = \frac{\pi}{2}\right)$, все равно полная мощность излучения не обращается в

нуль.

Авторы благодарят Б. М. Болотовского за внимание и интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гинзбург В. Л. Изв. вузов, Раднофизика, 16, 4 (1973).

- 2. Гинзбург В. Л., Цытович В. Н. ЖЭТФ, 65, 132 (1973).
- 3. Давыдов В. А. ЖТФ, 52, 2340 (1982).
- 4. Бегиашвили Г. А., Гавриленко В. Г., Джандиери Г. В. Изв. АН АрмССР, Физика, 12, 334 (1977).
- 5. Манева Г. М. Кр. сообщ. физ. ФИАН, № 2, 21 (1977).
- 6. Гинзбург В. Л., Цытович В. Н. ЖЭТФ, 65, 1818 (1973).
- 7. Гинзбург В. Л., Цытович В. Н. Переходное излучение и переходное рассеяние. Изд. Наука, М., 1984.
- 8. Давылов В. А. ЖЭТФ, 80, 859 (1981).

ՍԱՀՄԱՆԱՓԱԿ ՈՉՍՏԱՑԻՈՆԱՐ ԻԶՈՏՐՈՊ ՄԻՋԱՎԱՑՐԵՐՈՒՄ ԱՆՇԱՐԺ ԱՂԲՅՈՒՐՆԵՐԻ ՃԱՌԱԳԱՑԹՄԱՆ ՄԱՍԻՆ

Վ. Ա. ԴԱՎԻԴՈՎ, Գ. Վ. ՋԱՆԴԻԵՐԻ

Լուծված է ստացիոնար և ոչ ստացիոնար միջավայրերի բաժանման հարթ սահմանի մոտ գըտնըվող անչարժ կետային լիցքի ճառագայթնման խնդիրը։ Ստացված է ընդհանուր բանաձև էներգիայի ըստ հաճախության և պոլյար անկյան բաշխման համար։ Դիտարկված են դիէլեկտրիկ թափանցելիության ըստ ժամանակի սահուն և պերիոդիկ փոփոխման դեպբերը։

ON THE RADIATION FROM IMMOBILE SOURCES IN CONFINED NONSTATIONARY ISOTROPIC MEDIA

V. A. DAVYDOV, G. V. DZHANDIERI

The problem of radiation from immobile point charge near the plane interface of two infinite media, stationary and nonstationary, is solved. The general expression for the frequency and polar angle distribution of the radiation energy is obtained: Two particular cases of smooth and periodical variation of permittivity in time are considered. Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 5, 215-219 (1989)

УДК 539.216.2

ТОЧНОЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПРОФИЛЯ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ *S*-ВОЛНОВОДОВ

Э. А. АРУТЮНЯН, С. Х. ГАЛОЯН, С. П. ПОГОСЯН

Институт физических исследований АН АрмССР

(Поступила в редакцию 21 ноября 1988 г.)

Аналитически решено волновое уравнение для оптических волноводов с ферми-видом профиля показателя преломления (ППП). Получено точное дисперсионное уравнение и проведен расчет ППП оптических волноводов такого типа.

В работах [1, 2] профиль показателя преломления (ППП) волноводов, полученных ионным облучением, дивлектрических кристаллов (S-волноводов) был определен методом аппроксимации функцией Ферми. При этом использовалось дисперсионное уравнение, полученное в оптиколучевом приближении [3]. Было показано, что такое приближение на практике, в основном, обеспечивает высокую точность определения параметров S-волноводов.

В данной работе, на основе аналитического решения волнового уравнения для волноводов с Ферми-видом ППП, получено точное дисперсионное уравнение и проведен расчет параметров оптических S-волноводов в кристаллах ИАГ. Решение этой задачи полезно как для практического использования полученных результатов, так и для выявления пределов применимости оптиколучевого приближения к данному классу волноводов.

Волновое уравнение для ТЕ моды дивлектрического планарного волновода, распространяющегося по направлению оси Z (см. рис. 1); имеет вид

Рис. 1. Схематическое изображение планарного оптического волновода: 1 — волноводный слой, 2 — подложка. Стрелкой указано направление распространения зондирующего излучения.



$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + k^2 \left[n^2(x) - n_m^2 \right] E = 0, \qquad (1)$$

где $k = \frac{2\pi}{\lambda_0}$, $i_0 - длина$ волны света в вакууме, n_n — эрфективный показатель преломления (ПП) *m*-ой моды волновода, $n^2 x$ — профиль диэлектрической проницаемости, который в соответствии с работой [1] для *S*-волноводов имеет вид

$$n^{2}(\mathbf{x}) = n_{d}^{2} + \frac{\Delta^{2}}{1 + \exp\left(\frac{\mathbf{x} - h}{\lambda}\right)}, \qquad (2)$$

где h — характерная толщина волновода, χ — параметр, определяющий крутизну ППП, $n_d = n (x \to \infty)$ — величина ПП на бесконечности, $\Delta = (n_F^2 - n_d^2) (1 + e^{-\frac{h}{\chi}}), n_F = n (x = 0)$ — величина ПП на поверхности волновода. После несложных математических преобразований уравнение (1), с учетои (2), можно привести к уравнению гипергеометрического вида [4].

$$\psi(1+\psi)\frac{\partial^2 u}{\partial \psi^2} + (1+i2q\chi)(1-\psi)\frac{\partial u}{\partial \psi} + \gamma u = 0, \qquad (3)$$

где приняты следующие обозначения:

$$\psi = -\exp\left(\frac{x-h}{\chi}\right), E = u\exp\left(i\,q\,\chi\right),$$
$$\gamma = k^2\,\Delta^2\,\gamma^2, \ q = k\,(\Delta^2 - n^2 + n^2)^{1/2}.$$

Уравнение (3) имеет два независимых решения:

$$u_1 = F(a, b, c, \psi),$$

$$u_2 = \exp(-i2q\chi \ln \psi) \cdot F(a^*, b^*, c^*, \psi)$$

и, следовательно, общее решение для поля E (х) имеет вид

$$E(x) = A \exp(iqx) \cdot F(a, b, c, \psi) + k. c., \qquad (4)$$

где A — произвольная постоянная, $F(a, b, c, \psi)$ — гипергеометрическая функция, $a = \chi(k \sqrt{n_m^2 - n_d^2} + iq)$, $b = -a^*$, c = 1 + (a + b).

Используя граничные условия на верхней границе (x = 0) волновода и условие исчезновения полей на бесконечности $(x \rightarrow \infty)$, получим следующее соотношение

$$\frac{q-ip}{q+ip}\exp(i2\,q\,h) = -\frac{a^*}{a}, \frac{\Gamma(c^*)\,\Gamma^2(1+a)}{\Gamma(c)\,\Gamma^2(1+a^*)}, \quad (5)$$

из которого и следует искомое дисперсионное уравнение:

$$q h - \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{p}{q} + \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{\eta}{q} - S_{\mathrm{m}} = \pi m, \qquad (6)$$

rae $P = k (n_m^2 - 1)^{1/2}, \eta = k (n_m^2 - n_d^2)^{1/2},$

$$S_m = \sum_{\eta=1}^{\infty} \left| \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{2 \, q \, \chi}{n} - 2 \operatorname{arc} \operatorname{tg} \left(\frac{q \chi}{n + \eta \, \chi} \right) \right|. \tag{7}$$

Легко показать, что при χ → 0 ряд (7) приводится к виду

$$S_m = \frac{\pi^2}{3} q \eta \chi^2 \tag{8}$$

откуда видно, что при достаточно резких ППП $S_m \rightarrow 0$ и уравнение (6) переходит в уравнение поперечного резонанса для планарного волновода со ступенчатым видом ППП. В случае более гладких ППП нужно, соответственно величине χ , учитывать в выражении S_m вклад членов более высокого порядка, и тогда из (6) можно получить характеристическое уравнение, соответствующее лучевому приближению. Однако, поскольку ряд S_m имеет сложный вид, то целесообразно получить вышеуказанное уравнение с помощью упрощения выражения (5). Для этого в (5) функцию Γ (1 + + a) = $a \Gamma$ (a) разложим в ряд Стирлинга. Ограничиваясь первым приближением разложения получим следующее уравнение:

$$q h - \operatorname{arctg} \frac{p}{q} - 2 q \chi \ln\left(\frac{k\Delta}{2 q}\right) - \frac{2 k \chi}{\sqrt{n_m^2 - n_d^2}} \operatorname{arctg}\left(\frac{q}{k\Delta}\right) = \pi\left(m + \frac{1}{4}\right).$$
(9)

Видно, что это уравнение полностью совпадает с дисперсионным уравнением для S-волноводов, полученным в оптиколучевом приближении [1]. В рамках проведенного разложения можно также определить границы применимости лучевого приближения для данного класса волноводов. Лучевое приближение обеспечивает достаточную точность при расчете ППП S-волноводов, если удовлетворяется условие пренебрежимости следующего члена разложения

$$\frac{1}{12\,k\,\Delta\,\chi} \ll 1. \tag{10}$$

Рис. 3. Профиль показателя преломления для *TE* волн оптического волновода в кристалле *ИАГ*, получен ный облучением протонами (облучение протонами при температуре жидкого азота с энергией *E* = 1,4 МэВ при дозе облучения *D* = 1,3.10¹⁸ см⁻²), <u>Δ</u> — ППП, рассчитанный с помощью решения точного дисперсионного уравнения, [⊕] — ППП, рассчитанный на основе оптиколучевого приближения [1].



Следовательно, S - волноводы с крутизной профиля $\chi \gg \chi_0 = \frac{1}{12 \, k \Delta}$ могут описываться характеристическим уравнением типа (9).

Для оценки характерной величины хо рассмотрим S-волноводы

на основе кристаллов ИАГ. Учитывая, что $\Delta^2 = (n_F^2 - n_d^2) \left[1 + \exp \left(\frac{h}{h} \right) \right]$ (ам. формулу (2)) гле $n = \prod \prod$ на поверхности волновода

 $\left(-\frac{h}{\chi}\right)$ (см. формулу (2)), где $n_F - \Pi \Pi$ на поверхности волновода $(n_F = n(0))$ при $n_F \approx 1.83, n_d \approx 1.79$, получаем $\chi_0 \approx 0.02$.

На рис. 2 и 3 показаны ППП двух S-волноводов на основе кристаллов



Рис. 2. Профиль показателя преломления для TE волн оптического волновода в кристалле ИАГ, полученный облучением ионами гелия (облуение ионами He^4 при температурс жидкого азота с энергиями в интервале $E = 2,1 \div 2,7$ МэВ при дозоблучения, $D = 3,4 \cdot 10^{16}$ см⁻²), $\Delta \Pi\Pi\Pi$, рассчитанный с помощью решения точного дисперсионного уравнения, • — $\Pi\Pi\Pi$, рассчитанный на основе оптиколучевого приближения [1].

ИАГ, полученных облучением ионами гелия и протонами соответственно, восстановленные с помощью решения уравнений (6) и (9). Как видно из рис. 2, в случае гладкого профиля ($\chi \sim 1$), оба решения с высокой точностью совпадают. Однако для волноводов с резким видом ППП ($\chi \sim 0,03$) наблюдается явное расхождение результатов расчета (см. рис. 3).

Таким образом, на основе решения волнового уравнения для S-волноводов получено точное дисперсионное уравнение и показано, что в предельных случаях ($\chi \rightarrow 0$ и $\chi \gg \chi_0$) оно совпадает с соответствующими уравнениями оптико лучевого приближения. Проведен расчет ППП оптических S-волноводов на основе кристаллов ИАГ и определены границы применимости оптиколучевого приближения к данному классу волноводов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Arutunyan E. A., Galoyan S. Kh. Opt. Comm. 56, 399 (1986). 2. Галоян С. Х. Тезисы конф. молодых ученых по актуальным проблемам физики, Ди-

лижан, 1985, стр. 115.

3. Адамс М. Введение в теорию оптических волноводов, Изд. Мир, М., 1984.

4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика, Изд. Наука, М., 1972.

S-ԱԼԻՔԱՏԱՐՆԵՐԻ ԲԵԿՄԱՆ ՑՈՒՑԻՉԻ ՊՐՈՖԻԼԻ ՈՐՈՇՄԱՆ ԽՆԴՐԻ ՃՇԳՐԻՏ ԼՈՒԾՈՒՄԸ

է. Հ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ս. Խ. ԳԱԼՈՅԱՆ, Ս. Պ. ՊՈՂՈՍՅԱՆ

Ֆերմի-տեսքի բեկման ցուցիչի պրոֆիլով օպտիկական ալիջատարների ալիջային հավասարումը լուծվել է անալիտիկորեն։ Ստացվել է ճշգրիտ դիսպերսիոն հավասարում և կատարվել է այդ օպտիկական ալիջատարների բեկման ցուցիչի պրոֆիլի հաշվարկ։

EXACT SULUTION OF THE PROBLEM OF S-WAVEGUIDES REFRACTION INDEX PROFILE DETERMINATION

E. A. ARUTYUNYAN, S. KH. GALOYAN, S. P. POGOSYAN

The wave equation for optical wavequides with Fermi-type refractive index profile is analytically solved. The exact dispersion equation is derived and the refractive index profile for such a type of waveguides is calculated.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 5. 219-223 (1989)

УДК 535:535.24:535.6

ВАРИАЦИЯ СВОБОДНОЙ ЭНЕРГИИ ДИСПЕРГИРУЮЩЕЙ СРЕДЫ В КВАЗИМОНОХРОМАТИЧЕСКОМ СВЕТОВОМ ПОЛЕ

К. Е. АСАТРЯН, Н. В. ТАБИРЯН

-Институт прикладных проблем физики АН АрмССР

(Поступила в редакцию 2 декабря 1988 г.)

Показано, что вариация свободной энергии прозрачной среды в квазимонохроматическом световом поле зависит от дисперсных свойств среды. Сила, обусловленная дисперсией, действует только в случае, когда мгновенная частота световой волны меняется во времени.

1. В работе [1] (см., также [2], § 81) было показано, что при вариации диэлектрической проницаемости бе среды, находящейся во внешнем электрическом поле, плотность свободной энергии меняется на величину

$$\delta F = -\frac{E^2}{8\pi} \delta \varepsilon, \qquad (1)$$

тде E — напряженность электрического поля. На примере замкнутой системы, состоящей из конденсатора и катушки индуктивности было показано, что выражение (1) справедливо также для квазимонохромаческого поля $E = E_0(t) \exp(-i\omega t)$ в диспергирующей среде с заменой F и E на усредненные по периоду высокочастотных колебаний $z \sim \omega^{-1}$ величины \overline{F} и \overline{E} ; λz в этом случае соответствует изменению диэлектрической проницаемости среды на частоте ω .

В настоящей работе получено выражение для вариации свободной энергии диспергирующей среды в вквазимонохроматическом световом поле. Показано, что $\delta \vec{F}$ может зависеть от дисперсных свойств среды $d \varepsilon(\omega) / d \omega$ при временной вариации мгновенной частоты квазимонохроматической волны.

2. Известное выражение для средней плотности энергии квазимонохроматической электромагнитной волны в прозрачной, изотропной и диспергирующей среде в оптическом диапазоне частот [2]

$$\overline{U} = \frac{1}{16\pi} \left[\left(\varepsilon + \omega \frac{d\varepsilon}{d\omega} \right) |\mathbf{E}|^2 + |\mathbf{H}|^2 \right], \qquad (2a)$$

EXACT SULUTION OF THE PROBLEM OF S-WAVEGUIDES REFRACTION INDEX PROFILE DETERMINATION

E. A. ARUTYUNYAN, S. KH. GALOYAN, S. P. POGOSYAN

The wave equation for optical wavequides with Fermi-type refractive index profile is analytically solved. The exact dispersion equation is derived and the refractive index profile for such a type of waveguides is calculated.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 5. 219-223 (1989)

УДК 535:535.24:535.6

ВАРИАЦИЯ СВОБОДНОЙ ЭНЕРГИИ ДИСПЕРГИРУЮЩЕЙ СРЕДЫ В КВАЗИМОНОХРОМАТИЧЕСКОМ СВЕТОВОМ ПОЛЕ

К. Е. АСАТРЯН, Н. В. ТАБИРЯН

-Институт прикладных проблем физики АН АрмССР

(Поступила в редакцию 2 декабря 1988 г.)

Показано, что вариация свободной энергии прозрачной среды в квазимонохроматическом световом поле зависит от дисперсных свойств среды. Сила, обусловленная дисперсией, действует только в случае, когда мгновенная частота световой волны меняется во времени.

1. В работе [1] (см., также [2], § 81) было показано, что при вариации диэлектрической проницаемости бе среды, находящейся во внешнем электрическом поле, плотность свободной энергии меняется на величину

$$\delta F = -\frac{E^2}{8\pi} \delta \varepsilon, \qquad (1)$$

тде E — напряженность электрического поля. На примере замкнутой системы, состоящей из конденсатора и катушки индуктивности было показано, что выражение (1) справедливо также для квазимонохромаческого поля $E = E_0(t) \exp(-i\omega t)$ в диспергирующей среде с заменой F и E на усредненные по периоду высокочастотных колебаний $z \sim \omega^{-1}$ величины \overline{F} и \overline{E} ; λz в этом случае соответствует изменению диэлектрической проницаемости среды на частоте ω .

В настоящей работе получено выражение для вариации свободной энергии диспергирующей среды в вквазимонохроматическом световом поле. Показано, что $\delta \vec{F}$ может зависеть от дисперсных свойств среды $d \varepsilon(\omega) / d \omega$ при временной вариации мгновенной частоты квазимонохроматической волны.

2. Известное выражение для средней плотности энергии квазимонохроматической электромагнитной волны в прозрачной, изотропной и диспергирующей среде в оптическом диапазоне частот [2]

$$\overline{U} = \frac{1}{16\pi} \left[\left(\varepsilon + \omega \frac{d\varepsilon}{d\omega} \right) |\mathbf{E}|^2 + |\mathbf{H}|^2 \right], \qquad (2a)$$

где Е — комплексная амплитуда напряженности электрического поля волны, связанная с вещественным вектором напряженности соотношением $E_B = 0.5 (E + E^*)$, Н — комплексная амплитуда напряженности магнитного поля волны, ε — диэлектрическая проницаемость среды на "несущей, частоте ω . \overline{U} получено не только в пренебрежении слагаемыми, пропорциональными высшим производным ε по ω , но также слагаемого, пропорционального $d\varepsilon/d\omega$ и имеющего вид

$$\overline{U}' = \frac{i}{16\pi} \frac{d}{d\omega} \left(\mathbf{E}_0^* \frac{\partial \mathbf{E}_0}{\partial t} - \mathbf{E}_0 \frac{\partial \mathbf{E}_0^*}{\partial t} \right). \tag{26}$$

Это слагаемое получается с помощю процедуры, аналогичной приведенной в [2], § 80 при последовательном учете всех величин, пропорциональных $d\varepsilon/d\omega$. Разумеется $\overline{U'}$ меньше соответствующего слагаемого в (2a) в $\Delta \omega / \omega$ раз, где $\Delta \omega -$ ширина частотного спектра волны, однако, как будет показано ниже, именно слагаемые такого порядка определяют зависимость вариации свободной энергии прозрачной среды в квазимонохроматическом световом поле от дисперсных свойств среды.

3. С помощью уравнения Максвелла

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}$$

выразим через Е. Представив Е и Н, как суперпозицию плоских монохроматических волн,

$$E = \sum_{\alpha} E_{\alpha} \exp \left[-i(\omega + \alpha)t + i\mathbf{k}_{\alpha}\mathbf{r}\right],$$

$$H = \sum H_{\alpha} \exp \left[-i(\omega + \alpha)t + i\mathbf{k}_{\alpha}\mathbf{r}\right]$$
(3)

 $(k_{\alpha} = k(\omega + \alpha) - волновой вектор компоненты с частотой <math>\omega + \alpha)$ для каждой компоненты будем иметь

$$[\mathbf{k}_{\alpha} \mathbf{E}_{\alpha}] = \frac{\omega + \alpha}{c} \mathbf{H}_{\alpha}.$$

Отсюда, с точностью до слагаемых $\sim \alpha/\omega$ (условие квазимонохроматичности означает, что $\alpha/\omega \ll 1$), получим

$$\mathbf{H}_{\alpha} = \frac{c}{\omega} \left\{ [\mathbf{k} \, \mathbf{E}_{\alpha}] - \frac{\alpha}{\omega} \left([\mathbf{k} \, \mathbf{E}_{\alpha}] + \omega \left[\frac{d' \, \mathbf{k}}{d' \omega} \, \mathbf{E}_{\alpha} \right] \right) \right\}, \tag{4}$$

где

12 /21 /4

$$H = \frac{c}{\omega} \left\{ \left[\mathbf{k} \, \mathbf{E}_0 \right] - \frac{i}{\omega} \left[\mathbf{k} \frac{\partial \mathbf{E}_0}{\partial t} \right] + i \left[\frac{d \mathbf{k}}{d \omega} \frac{\partial \mathbf{E}_0}{\partial t} \right] \right\} \exp\left(-i \omega t + i \mathbf{k} \mathbf{r}\right), \quad (5)$$

 $\mathbf{k} = \mathbf{k}(\boldsymbol{\omega}).$

игде \mathbf{E}_0 — медленно зависящая от пространственно-временных координат амплитуда волны: $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 (r, t) \exp(-i\omega t + i\mathbf{k}\mathbf{r})$,

$$\mathbf{E}_{0}(\mathbf{r}, t) = \sum_{\alpha} \mathbf{E}_{\alpha} \exp\left[-i\alpha t + i\alpha (\mathbf{d} \mathbf{k} / \mathbf{d} \omega) \mathbf{r}\right].$$
(6)

Выражение (5) упрощается, если ввести вектор рефракции n = k c / w

$$\mathbf{H} = \left(\left[\mathbf{n} \, \mathbf{E}_0 \right] + i \left| \frac{d \, \mathbf{n}}{d \, \omega} \frac{\partial \, \mathbf{E}_0}{\partial \, t} \right| \right) \exp\left(-i \, \omega \, t + i \, \mathbf{k} \, \mathbf{r} \right). \tag{7}$$

С учетом (7) выражение для энергии электромагнитного поля окончательно примет вид

$$\overline{U} = \frac{1}{16\pi} \left\{ \frac{1}{\omega} - \frac{d(\varepsilon \omega^2)}{d\omega} |\mathbf{E}|^2 + \frac{3i}{2} \frac{d\varepsilon}{d\omega} \left(\mathbf{E}_0^* - \frac{\partial \mathbf{E}_0}{\partial t} - \mathbf{E}_0^* - \frac{\partial \mathbf{E}_o^*}{\partial t} \right) \right\}, \quad (8)$$

При записи (8) мы пренебрегли слагаемыми

$$-\frac{1}{16\pi} (\mathbf{n} \mathbf{E}_{0}) (\mathbf{n} \mathbf{E}_{0}^{*}),$$

$$\frac{i}{16\pi} \left| \left(\mathbf{n} \frac{\partial \mathbf{E}_{0}^{*}}{\partial t} \right) \left(\frac{d \mathbf{n}}{d \omega} \mathbf{E}_{0} \right) - \left(\mathbf{n} \frac{\partial \mathbf{E}_{0}}{\partial t} \right) \left(\frac{d \mathbf{n}}{d \omega} \mathbf{E}_{0}^{*} \right) \right|.$$
(9)

Эти слагаемые связаны с немонохроматичностью пространственмого спектра волны, т. е. с тем обстоятельством, что $k_{\alpha} = k (\omega + \alpha)$, и вообще говоря, могут иметь разные направления для разных α .

В рассматриваемом нами приближении квазимонохроматической волны, $\alpha/\omega \ll 1$, из условия поперечности для каждой монохроматической компоненты ($\mathbf{k}_x \ \mathbf{E}_\alpha$) = 0, следует

$$(\mathbf{n} \mathbf{E}_{\alpha}) \approx - \alpha \left(\frac{d \mathbf{n}}{d \omega} \mathbf{E}_{\alpha} \right)$$

и, поэтому,

$$(\mathbf{n} \mathbf{E}_{0}) \approx -i \left(\frac{d \mathbf{n}}{d \omega} \frac{\partial \mathbf{E}_{0}}{\partial t} \right).$$
(10)

Используя (10) можно также получить, что

$$\left(\mathbf{n}\frac{\partial \mathbf{E}_{0}}{\partial t}\right) \approx -i\left(\frac{d\mathbf{n}}{d\omega}\frac{\partial^{2}\mathbf{E}_{0}}{\partial t^{2}}\right).$$
(11)

Таким образом, оба слагаемых в (9) оказываются для квазимонохроматических воли малыми по сравнению со слагаемыми, выписанными в (8).

Далее, как и в работе [1], будем использовать условие адиабатической инвариантности:

$$\delta \,\overline{U} = \overline{U} \,\frac{\delta \,\omega}{\omega} \,. \tag{12}$$

Изменение частоты при изменении диэлектрической проницаемости среды в работе [1] получено с помощью рассмотрения замкнутой резо-

нансной системы, состоящей из емкости и самоиндукции. Мы же, имея в виду световое поле, рассмотрим оптический резонатор, следуя работе [3].

Как известно для волны в резонаторе выполняется условие $(\omega/c)/\overline{\varepsilon(\omega)} = \pi m/L, m = 1, 2, \cdots (L - длина резонатора). Поэтому$

$$\frac{\delta \omega}{\omega} = -\frac{\delta \varepsilon}{2\varepsilon} \tag{13}$$

и, учитывая, что в изменение бе дает вклад также изменение частоты:

$$\delta \varepsilon = \delta \varepsilon_0 + \frac{\partial \varepsilon}{\partial \omega} \delta \omega, \qquad (14)$$

нз (13) н (14) получим

$$\frac{\delta \omega}{\omega} = -\delta \varepsilon_0 \left(\frac{1}{\omega} \frac{d(\varepsilon \omega^2)^{-1}}{d \omega} \right).$$
 ((15))

Таким образом из (8), (12) и (15) следует

$$\delta \overline{U} = -\frac{\delta \varepsilon_0}{16 \pi} \left\{ |\mathbf{E}|^2 + \frac{3i}{2} \frac{d \varepsilon}{d \omega} \left(2\varepsilon + \omega \frac{d \varepsilon}{d \omega} \right)^{-1} \left(\mathbf{E}_0^* \frac{\partial \mathbf{E}_0}{\partial t} - \mathbf{E}_0 \frac{\partial \mathbf{E}_0^*}{\partial t} \right) \right\}.$$
(16)

Как уже отмечено в работе [1], вариация энергии (16), имскщая место при постоянной энтропии, равна вариации свободной энергии при постоянной температуре. Полученное нами выражение (16) отличается от выражения (1) слагаемым ~ $d \varepsilon / d \omega$.

Выделив в E_0 эмплитуду A и фазу φ : $E_0 = A \exp(i\varphi)$, выражение (16) можно представить в виде

$$\overline{U} = \delta \overline{U}_1 + \delta \overline{U}_2,$$

(17)

$$\delta \overline{U_1} = - \frac{\delta \varepsilon_0}{16 \pi} |\mathbf{E}|^2, \ \delta \overline{U}_2 = \frac{\delta \varepsilon_0}{16 \pi} |\mathbf{E}|^2 \frac{d \varepsilon}{d \omega} \left(2 \varepsilon + \omega \frac{d \varepsilon}{d \omega} \right)^{-1} \frac{\partial \varphi}{\partial t}.$$

Таким образом, слагаемое δU_2 , зависящее от дисперсных свойств среды, появляется только вследствие вариации мгновенной частсты квазимонохроматической волны: $\partial \varphi / \partial t = \omega - \omega_{M2H}$.

4. Интересно отметить, что усреднение 8 U по карактерному времени изменения медленной амплитуды приводит к тому, что член в выражении (16), обусловленный дисперсией среды, становится пропорциональным

$$\int \alpha |E_{\alpha}|^2 d\alpha,$$

т. е. дисперсия среды в этом случае не проявляется для световых полей с симметричным спектральным распределением.

Получение относительно больших значений U_2 может быть слязано с возможностью достижения больших значений $\partial \varphi / \partial t$.

Для примера вычислим величину $\varphi(t)$ в простейшем случае, когда спектр волны состоит из двух линий со сдеинутыми на Q частотами:

$$E = B_1 \exp\left[-i\left(\omega + \Omega\right)t + i\beta_1\right] + B_2\left[-i\left(\omega - \Omega\right)t + i\beta_2\right].$$
(18)

С помощью простых преобразований (18) можно записать в виде

$$E = A(t) \exp[i\varphi(t) - i\omega t], \qquad (19)$$

где

$$A(t) = [B_1^2 + E_2^2 + 2B_1B_2\cos(2\Omega t + \beta_2 - \beta_1)]^{1/2} , \qquad (20)$$

$$\operatorname{tg} \varphi = -\frac{B_2 \sin\left(\Omega t + \beta_2\right) + B_1 \sin\left(\Omega t - \beta_1\right)}{B_2 \cos\left(\Omega t + \beta_2\right) + B_1 \cos\left(\Omega t - \beta_1\right)}$$

Как следует из (20) $d\varphi/dt \sim \Omega^{-1}$ и, следовательно, $\partial U_{\eta} \sim \Omega/\omega$.

Таким образом, в настоящей работе рассчитан вклад в вариацию свободной энергии прозрачной среды, обусловленный ее дисперсными свойствами и показано, что он проявляется только для волн с изменяющейся во времени мгновенной частотой.

Авторы выражают благодарность Б. Я. Зельдовичу и Л. П. Питаевскому за проявленный интерес к настоящей работе и цен-ные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА ·

1. Питаевский Л. П. ЖЭТФ, 39, 1450—1458 (1960).

2. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамыка сплошных сред. Изд. Наука, М., 1982.

3. Зельдович Б. Я., Табирян Н. В. УФН, 147, 633 (1985).

ՔՎԱԶԻՄՈՆՈՔՐՈՄԱՏԻԿ ԼՈՒՍԱՑԻՆ ԴԱՇՏՈՒՄ ԴԻՍՊԵՐՍՈՂ ՄԻՋԱՎԱՑՐԻ ԱԶԱՏ ԷՆԵՐԳԻԱՑԻ ՎԱՐԻԱՑԻԱՆ

4. 5. ԱՍԱՏՐՑԱՆ, Ն. Վ. ԹԱԲԻՐՑԱՆ

Ցույց է տրված, որ քվազիմոնոքրոմատիկ լուսային դաշտում Թափանցիկ միջավայթի ազատ էներդիայի վարիացիան կախված է միջավայրի դիսպերսիոն հատկություններից։ Դիոպերսիայով պայմանավորված ուժը ազդում է միայն այն դեպքում, երբ լուսային ալիքի ակըն-Թարթային հաճախությունը փոփոխվում է ժամանակի ընթացքում։

THE VARIATION OF THE FREE ENERGY OF A DISPERSIVE MEDIUM IN OUASI-MONOCHROMATIC OPTICAL FIELD

K. E. ASATRYAN, N. V. TABIRYAN

The variation of free energy of a transparent medium in a quasi-monochromatic optical field is shown to be dependent on dispersive properties of the medium. The force connected with the dispersion acts only in case, when the instantaneousrequency of optical wave changes in time.

УДК 535.241.13

ПРЯМАЯ ОПТИЧЕСКИ УПРАВЛЯЕМАЯ ПРОСТРАНСТВЕННО-АМПЛИТУДНАЯ МОДУЛЯЦИЯ СВЕТА В УСЛОВИЯХ ПОЛНОГО ВНУТРЕННЕГО ОТРАЖЕНИЯ ОТ ГРАНИЦЫ СТЕКЛО-НЖК

О. В. ГАРИБЯН, А. Г. ГРИГОРЯН, Ю. С. ЧИЛИНГАРЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 29 сентября 1988 г.)

Обсуждается возможность непосредственной амплитудной модуляции, немонохроматического некогерентного поляризованного света при полном внутреннем отражении (ПВО) от границы стекло — нематический жидкий кристалл (НЖК). Приводятся характеристики и работа модулятора, реализованного на НЖК. Указаны условия, необходимые для работы и реализации непосредственной амплитудной модуляции некогерентных световых пучков.

 Исследование и использование широкого круга физических явлений в средах, обладающих электрооптическим эффектом и, в частности, в жидких к^ристаллах, представляет большой интерес в плане создания оптических устройств управления лазерным излучением и систем обработки информации в связи с их значительными информационными возможностями.

Существующие устройства управления параметрами световых пучков (преимущественно лазерных) и оптические системы отображения информации основываются, главным образом, на пространственной модуляции оптических характеристик в объеме или на поверхности разных электрооптических и оптически упругих сред с последующим считыванием в реальном масштабе времени [1, 2].

Из формулы Френеля для амплитуд волны, претерпевающей ПВО:

$$\frac{(E_{10})_{\perp}}{(E_{00})_{\perp}} = \frac{\cos\varphi + i\sqrt{\sin^2\varphi - n_{12}^2}}{\cos\varphi - i\sqrt{\sin^2\varphi - n_{12}^2}},$$

где φ — угол падения, а $(E_{10})_{\perp}$ и $(E_{00})_{\perp}$ — соответственно отраженная н падающая амплитуды световой волны, поляризованной в плоскости падения, очевидно, что при незначительном нарушении ПВО (например из-за изменения n_2) возможно резкое изменение интенсивности. Разумеется величина нарушения ПВО и близость показателей преломления определяется конкретной задачей и условиями реализации.

На рис. 1 приведена зависимость нормированной величины интенсивности отраженной волны от показателя преломления второй среды. Изменение n_2 на 0,02 приводит к изменению интенсивности на $\approx 50\%$.

Исходя из этого очевидно, что имеется возможность непосредственной амплитудной модуляции пространственного распределения световых пуч-

ков при ПВО, если будет реализовано изменение показателя преломления: на границе раздела.

2. Свойство НЖК переориентироваться в статических и квазистатических электро-и магнитных полях [3] позволяет использовать их в качестве второй среды. Для изменения показателя преломления на границе раздела со стехлянной подложкой необходимо, п' возможности, уменьшить энергию сцепления молекул НЖК со стеклом, что достигается применением несмачиваемых и хорошо отполированных подложек (см. напр., [4]).



Гомеотропно ориентированный слой НЖК 5ЦБ толщиной 20 мкм, заключенный между хорошо отполированной несмачиваемой стеклянной призмой с показателем преломления $n_i \approx 1,61$ и подложкой с фоточувствительным полупроводниковым слоем Cd Te, позволял для светового пучка, поляризованного в плоскости падения (вектор E перпендикулярен плоскости падения), осуществлять ПВО при угле $\approx 73^{\circ}$ (показатель преомления обыкновенной волны $n_0 \approx 1,54$). Ориентация НЖК задавалась и поддерживалась химически обработанной подложкой со слоем фотополупроводника. Поверхность призмы несколько содействовала установлению гомеотропной ориентации из-за несмачиваемости, однако не мешала переориентации директора на границе.

Запись пространственной информации осуществлялась ее проецированием на слой Cd Te, который создавал электрическое поле соответствующего распределения, величина которого была достаточна для переориентации директора.

Полное или частичное нарушение условия ПВО приводило к прямой амплитудной модуляции по сечению считывающего пучка, интенсивность которого может быть очень высока (в выбранной геометрии эксперимента она ограничивается порогом светового перехода Фредерикса (СПФ) [4] и возникновением теплового изменения показателя преломления лишь при записи и воспроизведении аналоговой информации, т. е. традаций интенсивности, а при абсолютном контрасте, т. е. штриховых изобра-



жениях, практических ограничений нет, так как и тепло, и СПФ при ПВО «работают» в сторону увеличения глубины модуляции).

Для описанного выше образца ячейки с НЖК получено разрешение ≈ 25 лин./мм, при видности ≈ 0.3 . На рис. 2 представлена фотография изображения стандартной меры, воспроизведенная с помощью ЖК ячейки при ПВО. Видность этой картины составила ≈ 0.3 . Необходимо отме-



Рис. 2. Фотография (а), воспроизведенного изображения (б).

тить, что слой полупроводника Cd Te позволял, в случае низкого контраста, для осуществления записи использовать дополнительно засвегку слоя с целью приведения молекул НЖК к электрическому порогу Фредерикса. Однако это приводило к еще большему уменьшению контраста изображения, но позволяло все-таки считывать информацию.

Для описанной схемы нет ограничений и на когерентность пучков. Можно использовать немонохроматические некогерентные, но поляризованные пучки света.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Васильев А. Л., Компанец И. Н., Парфенов А. В. Квантовая электроника, 10, 1079 (1983).
- 2. Петров М. П. Вестник АН СССР, № 1, 21-30, 1984.
- 3. Блинов Л. М. Электро- и магнитооптика жидких кристаллов. Изд. Наука, М., 1978.
- 4. Гарибян О. В., Табирян Н. В. Вестник ЕГУ, № 2, 154—155, 1984.

ԼՈՒՅՍԻ ԱՆՄԻՋԱԿԱՆ ՕՊՏԻԿԱՊԵՍ ՂԵԿԱՎԱՐՎՈՂ ՏԱՐԱԾԱ– ԱՄՊԼԻՏՈՒԴԱՅԻՆ ՄՈԴՈՒԼՅԱՑԻԱՆ ԱՊԱԿԻ–ՆՀԲ ՍԱՀՄԱՆԻՑ ԼՐԻՎ ՆԵՐՔԻՆ ԱՆԴՐԱԴԱՐՁՄԱՆ ՊԱՅՄԱՆՆԵՐՈՒՄ

0. Վ. ՂԱՐԻԲՑԱՆ, Ա. Գ. ԳՐԻԳՈՐՑԱՆ, ՅՈՒ. Ս. ՉԻԼԻՆԳԱՐՑԱՆ

Քննարկվում է ոչ միագույն ոչ կո՞նրենտ բևնռացված լույսի ամպլիտուդայի անմիջական մոդուլյացիայի ՞նարավորունյունը ապակի-ՆՀԲ սա՞մանից նրա լրիվ անդրադարձման ժամանակ։ Ներկայացված են նեմատիկ ՞եղուկ բլուրեղի միջոցով գործարկված մոդուլյատորի աշխատանջը և բնունագրևրը։ Նշվում են ոչ կո՞նրենտ լուսային փնջևրի անմիջական ամպլիտուղային մոդուլյացիայի իրագործման Համար անշրաժեշտ պայմանները։

DIRECT OPTICALLY-CONTROLLED SPACE-AMPLITUDE MODULATION OF LIGHT UNDER CONDITIONS OF TOTAL INTERNAL REFLECTION FROM GLASS-NLC BOUNDARY

O. V. GARIBYAN, A. G. GRIGORYAN, YU. S. CHILINGAKYAN

The possibility of direct amplitude modulation of nonmonochromatic incoherent polarized light in case of total internal reflection from the glass-NLC boundary is discussed. The characteristics and operation of the modulator realized on the basis of nematic liquid crystal are considered. Necessary conditions for the realization of direct amplitude modulation of the beams of incoherent light are given.

Изв. АН Армянской ССР. Физика, т. 24, вып. 5, 227-233 (1989)

УДК 535.341

17

ВЫЧИСЛЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ ПРИМЕСНЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛОВ

Г. Г. ДЕМИРХАНЯН, С. С. ОГАНЕСЯН, Ф. П. САФАРЯН

Институт физических исследований АН АрмССР

(Поступила в редакцию 15 декабря 1988 г.)

Предложен метод вычисления сил линий электродипольных переходов для активированных кристаллов, отличающийся от традиционного подхода Джадда-Офелта. При этом единственным параметром теории служит величина Z_{α_0} (Z — эффективный заряд ионов первой координационной сферы примесного иона, α_0 — атомная поляризуемость примесного иона). Проведены количественные оценки вероятностей спонтанных переходов для кристалла $K_3 La (PO_4)_2 - Nd^3+$.

1. Введение

Хорошо известно, что в диэлектрических кристаллах, активированных редкоземельными (РЗ³⁺) ионами, наблюдаются интенсивные спектральные линии, обусловленные переходами между электронными состояниями примесных ионов (f—f-переходами). Но электродипольные переходы между электронными состояниями одинаковой четности запрещены

ԼՈՒՅՍԻ ԱՆՄԻՋԱԿԱՆ ՕՊՏԻԿԱՊԵՍ ՂԵԿԱՎԱՐՎՈՂ ՏԱՐԱԾԱ– ԱՄՊԼԻՏՈՒԴԱՅԻՆ ՄՈԴՈՒԼՅԱՑԻԱՆ ԱՊԱԿԻ–ՆՀԲ ՍԱՀՄԱՆԻՑ ԼՐԻՎ ՆԵՐՔԻՆ ԱՆԴՐԱԴԱՐՁՄԱՆ ՊԱՅՄԱՆՆԵՐՈՒՄ

0. Վ. ՂԱՐԻԲՑԱՆ, Ա. Գ. ԳՐԻԳՈՐՑԱՆ, ՅՈՒ. Ս. ՉԻԼԻՆԳԱՐՑԱՆ

Քննարկվում է ոչ միագույն ոչ կո՞նրենտ բևնռացված լույսի ամպլիտուդայի անմիջական մոդուլյացիայի ՞նարավորունյունը ապակի-ՆՀԲ սա՞մանից նրա լրիվ անդրադարձման ժամանակ։ Ներկայացված են նեմատիկ ՞եղուկ բլուրեղի միջոցով գործարկված մոդուլյատորի աշխատանջը և բնունագրևրը։ Նշվում են ոչ կո՞նրենտ լուսային փնջևրի անմիջական ամպլիտուղային մոդուլյացիայի իրագործման Համար անշրաժեշտ պայմանները։

DIRECT OPTICALLY-CONTROLLED SPACE-AMPLITUDE MODULATION OF LIGHT UNDER CONDITIONS OF TOTAL INTERNAL REFLECTION FROM GLASS-NLC BOUNDARY

O. V. GARIBYAN, A. G. GRIGORYAN, YU. S. CHILINGAKYAN

The possibility of direct amplitude modulation of nonmonochromatic incoherent polarized light in case of total internal reflection from the glass-NLC boundary is discussed. The characteristics and operation of the modulator realized on the basis of nematic liquid crystal are considered. Necessary conditions for the realization of direct amplitude modulation of the beams of incoherent light are given.

Изв. АН Армянской ССР. Физика, т. 24, вып. 5, 227-233 (1989)

УДК 535.341

17

ВЫЧИСЛЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ ПРИМЕСНЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛОВ

Г. Г. ДЕМИРХАНЯН, С. С. ОГАНЕСЯН, Ф. П. САФАРЯН

Институт физических исследований АН АрмССР

(Поступила в редакцию 15 декабря 1988 г.)

Предложен метод вычисления сил линий электродипольных переходов для активированных кристаллов, отличающийся от традиционного подхода Джадда-Офелта. При этом единственным параметром теории служит величина Z_{α_0} (Z — эффективный заряд ионов первой координационной сферы примесного иона, α_0 — атомная поляризуемость примесного иона). Проведены количественные оценки вероятностей спонтанных переходов для кристалла $K_3 La (PO_4)_2 - Nd^3+$.

1. Введение

Хорошо известно, что в диэлектрических кристаллах, активированных редкоземельными (РЗ³⁺) ионами, наблюдаются интенсивные спектральные линии, обусловленные переходами между электронными состояниями примесных ионов (f—f-переходами). Но электродипольные переходы между электронными состояниями одинаковой четности запрещены (правило Лапорта), а величины электрических квадрупольных, магнитнодипольных переходов малы, чтобы только ими можно было объяснить существование этих спектральных линий.

Механизм снятия запрета на дипольные переходы впервые был предложен Ван Флеком [1] и в дальнейшем развит Джаддом [2] и Офелтом [3]. Он основан на учете перемешивания волновых функций 4/ конфигураций с волновыми функциями возбужденных конфигураций противоположной четности (5d, 6g и т. п.). Однако эта теория не дает возможности проведения последовательных количественных расчетов и, в результате, для силы осциллятора предлагается выражение, включающее три феноменологических параметра (параметры Джадда—Офелта), величины которых определяются из спектроскопических измерений.

В настоящей работе исходя из тех же теоретических построений, что и в [1—3], получено выражение для силы линии перехода, позволяющее все количественные расчеты проводить без привлечения параметров Джадда—Офелта. Единственным параметром теории при этом является атомная поляризуемость примесного иона, величина которой для многих ионов либо известна, либо может быть определена из независимых опытов.

2. Теория и расчет

Вероятность спонтанных электродипольных переходов между электронными состояниями $|4f^n L_{\lambda}, S_{\lambda}, J_{\lambda} > \rightarrow |4f^n L_{\mu}, S_{\mu}, J_{\mu} >$ примесного редкоземельного иона определяется хорошо известной формулой [4]

$$A_{\lambda\mu} = \frac{4\omega_{\lambda\mu}^3}{3\hbar c^3} \frac{1}{2J_{\lambda} + 1} \frac{n(n^2 + 2)^2}{9} \left| < 4f^n L_{\lambda} S_{\lambda} J \parallel \mathbb{P} \parallel 4f^n L_{\mu} S_{\mu} J_{\mu} > \right|^2$$
(1)

где $\omega_{\lambda\mu}$ — частота перехода, c — скорость света, n — показатель преломления кристалла, L_{λ} , S_{λ} и $J_{\lambda}(L_{\mu}, S_{\mu}$ и $J_{\mu})$ — орбитальный, спиновый и полный угловые моменты начального (конечного) мультиплетов, $<4 f^n L_{\lambda} S_{\lambda} J_{\lambda} ||\mathbf{P}|| 4f^n L_{\mu} S_{\mu} J_{\mu} >$ — приведенный матричный элемент электрического дипольного момента $\mathbf{P} = e \mathbf{r}$. Однако прямые дипольные f—f-переходы, как известно, запрещены правилом Лапорта. Поэтому для вычисления матричных элементов, входящих в (1), необходимо учитывать перемешивание волновых функций основной 4f конфигурации с волновыми функциями возбужденных конфигураций 5d, 6g и т. д. Тогда в первом порядке теории возмущений матричный элемент дипольного шерехода $\lambda \rightarrow \mu$ можно представить в виде:

$$\mathbf{P}_{\lambda\mu} = \sum_{\nu} \left[\frac{\langle \lambda | \mathbf{P} | \nu \rangle \langle \nu | \mathcal{V} | \mu \rangle}{\varepsilon_{\mu} - \varepsilon_{\nu}} + \frac{\langle \lambda | \mathcal{V} | \rangle \langle | \mathbf{P} | \mu \rangle}{\varepsilon_{\lambda} - \varepsilon_{\nu}} \right], \quad (2)$$

где у — нумерует состояния возбуждённых конфигураций, е_х — энергия электронного состояния λ, V — потенциальная функция кристаллического поля (КП) в точке нахождения оптического электрона примесного иона. Потенциал КП в рамках приближения точечных заря-

$$V = \sum_{j} \frac{Z e^2}{|\mathbf{R}_{oj} - \mathbf{r}|} = Z e^2 \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{j} V_l^{(l)}, \qquad (3)$$

$$V_{l}^{(j)} = \frac{1}{l!} \left(\mathbf{r} \cdot \nabla_{\mathbf{R}_{oj}} \right)^{l} \frac{1}{|\mathbf{R}_{oj}|}, \qquad (4)$$

здесь Z — эффективный заряд лиганда. Из (4) не трудно определить реккурентные соотношения

$$\mathcal{V}_{o}^{(j)} = \frac{1}{|\mathbf{R}_{o}|}, (l+1) \ \mathcal{V}_{l+1}^{(j)} = \mathbf{r} \cdot \nabla_{\mathbf{R}_{oj}} \ \mathcal{V}_{l}^{(j)}, \tag{5}$$

с учетом которых формула (2) принимает вид:

$$\mathbf{P}_{\lambda\mu} = Z e^{2} \sum_{l,l} \sum_{\nu} \frac{1}{l+1} \left[\frac{\langle \lambda | \mathbf{P} | \nu \rangle \langle \nu | \mathbf{r} \cdot \nabla | V_{l}^{(j)} | \mu \rangle}{\varepsilon_{\mu} - \varepsilon_{\nu}} + \frac{\langle \lambda | \mathbf{r} \cdot \nabla | V_{l}^{(j)} | \nu \rangle \langle \nu | \mathbf{P} | \mu \rangle}{\varepsilon_{\lambda} - \varepsilon_{\nu}} \right].$$
(6)

Воспользуемся далее условием полноты волновых функций $\sum_{i} |v'> \langle v'| = 1$ и выражение (6) представим в следующем виде:

$$P_{\lambda\mu}^{l} = Ze \sum_{l,j} \left[\frac{\langle \lambda | P^{l} | \nu \rangle \langle \nu | P^{k} | \nu' \rangle \langle \nu' | \nabla_{k} V_{l}^{(j)} | \mu \rangle}{\varepsilon_{\mu} - \varepsilon_{\nu}} + \frac{\langle \lambda | \nabla_{k} V_{l}^{(j)} | \nu' \rangle \langle \nu' | P^{k} | \nu \rangle \langle \nu | P^{l} | \mu \rangle}{\varepsilon_{\lambda} - \varepsilon_{\nu}} \right].$$
(7)

Эдесь и далее по повторяющимся индексам подразумевается суммирование. (*i*, k = x, y, z — декартовые координаты). Введем обозначения:

$$T_l^{(k)} = \sum_{l} \frac{\nabla_k V_l^{(l)}}{l+1} \quad (8), \quad z_{\lambda\nu'}^{lk} = -2\sum_{\nu} \frac{\langle \lambda | P^l | \nu \rangle \langle \nu | P^k | \nu' \rangle}{\varepsilon_{\lambda} - \varepsilon_{\nu}} \quad (8^1)$$

Тогда, поскольку $|\varepsilon_{\lambda} - \varepsilon_{\mu}| \ll |\varepsilon_{\nu} - \varepsilon_{\lambda}', |\varepsilon_{\nu} - \varepsilon_{\mu}|$, то (7) можно записать в следующем виде:

$$P_{\lambda\mu}^{i} = -\frac{Ze}{2} \sum_{\nu',l} \left[\alpha_{\lambda\nu}^{ik} < \nu' \mid T_{l}^{(k)} \mid \mu > + < \lambda \mid T_{l}^{(k)} \mid \nu' > \alpha_{\nu'\mu}^{kl} \right], \qquad (9)$$

Выделяя в (9) днагональные по электронным индексам члены, получим

$$P_{\lambda\mu}^{l} = -\frac{Ze}{2} \sum_{l} \left[\alpha_{\lambda\mu}^{lk} (\langle \lambda | T_{l}^{(k)} | \lambda \rangle + \langle \mu | T_{l}^{(k)} | \mu \rangle) + (\alpha_{\lambda\lambda}^{lk} + \alpha_{\mu\mu}^{lk}) \times \\ \times \langle \lambda | T_{l}^{(k)} | \mu \rangle + \sum_{\nu' \neq \lambda, \mu} (\alpha_{\lambda\nu'}^{lk} < \nu' | T_{l}^{(k)} | \mu \rangle + \langle \lambda | T_{l}^{(k)} | \nu' \rangle \alpha_{\nu,\mu}^{kl}) \right].$$
(10)

Величины $\alpha_{l,\lambda}^{ik}$, $\alpha_{\mu\mu}^{ik}$ ($\alpha^{ik} = \alpha^{kl}$) — представляют собой компоненты тензора

электронной поляризуемости (8¹) примесного иона в состояниях λ и μ [4], а $(\alpha_{\lambda\mu}^{lk})$ — компоненты тензора поляризуемости перехода $i \rightarrow \mu$. Они хорошо известны в теории поглощения и комбинационного рассеяния света. Величины $\alpha_{\lambda\nu}^{lk}$ можно оценить следующим образом. Заменив знаменатель в (8¹) некоторой средней величиной $\Delta z = z_{\lambda\nu} - z_{\lambda\nu}$ и вынося его из-под знака суммы, получим [4]

$$a_{\lambda\nu}^{ik} = -\frac{2e^2}{\Delta\varepsilon} < \lambda |r_i r_k| \nu > = \alpha_0^2 [\hat{\delta}_{ik} \delta_{\lambda\nu} + \sum_{m=-2}^2 a_{2m}^{ik} < \lambda |Y_{2m}| \nu >], \quad (11)$$

где $a_0 = \frac{2e^2 \bar{r}^2 N}{3\Delta \varepsilon}$ — поляризуемость конфигурации $4f^n$, \bar{r}^2 — среднее значение квадрата радиус-вектора оптического электрона, N' число эквивалентных электронов (дырок) $4f^n$ конфигурации, если она заполнена менее (более) половины, Y_{2m} — сферическая угловая функция оптического электрона, a_{2m}^{lk} — числовые коэффициенты, которые можно представить в виде следующих матриц:

$$a_{20}^{\prime k} = 2 \sqrt{\frac{\pi}{5}} \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 2 \end{pmatrix}, \qquad a_{2\pm 1}^{\prime k} = \sqrt{\frac{6\pi}{5}} \begin{pmatrix} 0 & 0 & \mp & 1 \\ 0 & 0 & i \\ \mp & 1 & i & 0 \end{pmatrix}, \qquad (12)$$
$$a_{2\pm 2}^{\prime k} = \sqrt{\frac{6\pi}{5}} \begin{pmatrix} 1 & \mp & i & 0 \\ \mp & i & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

Для проведения дальнейших вычислений необходимо, исходя из конкретной модели КП, построить операторы $T_l^{(k)}$ (8). При этом, правила отбора по чётности нахладывают ограничения на значение l (для f-f - переходов l = 0, 2, 4, 6, а для <math>d - d переходов l = 0, 2, 4). Кроме того, поскольку параметром малости является величина $\frac{\overline{r^l}}{R_0^l}$ (R_0 — радиус первой координационной сферы), то в случае, когда квадрупольные переходы между состояниями λ и μ разрешены, то наибольший вклад можно ожидать от первого слагаемого в формуле (10). В противном случае необходимо учитывать вклады всех слагаемых.

Проведем количественную оценку вероятности для системы $K_3 La (PO_4)_2 - Nd^{3+}$. Ближайшее окружение иона Nd в этом кристалле состоит из семи ионов кислорода (O^{2-}), шесть из которых образуют комплекс с центром инверсии в точке нахождения примесного иона [5]. Таким образом, приближенно можно считать, что ион Nd находится в поле

седьмого иона кислорода, удаленного от него на расстояние $R_0 = 1.5$ Å [5]. Совмещая начало координат с ядром примесного иона и направляя ось z вдоль вектора R_0 , соединяющего ядро примесного иона с лигандом, для декартовых компонент оператора T_e (8) получим:

$$T_{l}^{\binom{x}{y}} = \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} \sqrt{\frac{\pi l}{(2l+1)(l+1)}} \frac{\overline{r^{l}}}{R_{0}^{l+2}} \left[Y_{l-1} \left(\theta \varphi \right) \mp Y_{l1} \left(\theta \varphi \right) \right],$$

$$T_{l}^{x} = -\sqrt{\frac{4\pi}{2l+1}} \frac{\overline{r^{l}}}{R_{0}^{l+2}} Y_{lo} (\theta \varphi).$$
(13)

Подставляя (11) в (10) и используя явные выражения оператора (13), для усредненного по штарковским состояниям квадрата матричного элемента дипольного момента, обусловленного диагональными матричными элементами $< \mu |T_l^{(k)}| \mu > u < \lambda |T_l^{(k)}| \lambda >$, (первое слагаемое в (10)), получим:

$$| < J_{\lambda} ||\mathbf{P}|| J_{\mu} > |_{1}^{2} = \frac{8 \cdot 7}{3 \cdot 5} \left(-\frac{Z e z_{0}}{R_{0}^{2}} - \right)^{2} | < J_{\lambda} ||U_{2}|| J_{\mu} > |^{2}, \quad (14)$$

а для второго слагаемого в (10)

$$| \langle f_{\lambda} \| \mathbf{P} \| f_{\mu} \rangle |_{2}^{2} = \left(\frac{Z e \alpha_{0}}{R_{0}^{2}} \right)^{2} \sum_{l=2,4,6} \frac{2f+1}{2l+1} \left(\frac{\overline{r}^{l}}{R_{0}^{l}} \right)^{2} \times \\ \times (C_{folo}^{fo})^{2} | \langle f_{\lambda} \| U_{l} \| f_{\mu} \rangle |_{2}^{2},$$
(15)

где $C_{l_1\pi,l_{em_a}}^{l.M}$ —коэффициенты Клебша — Гордана, $<\cdots ||U_l||\cdots >$ — приведённый матричный элемент единичного неприводимого тензорного оператора. Для оценки вклада последнего слагаемого формулы (10) подставим выражение поляризуемости $\alpha_{\lambda\nu}^{lk}$. (11) в (10) и повторно воспользуемся условием полноты волновых функций $|\nu' >$. Тогда получим

$$(P_{\lambda\mu}^{l})_{3} = -(Z e z_{0}) \sum_{m=-2}^{2} a_{2m}^{lk} < \lambda |Y_{2m} T_{l}^{(k)}| \mu >.$$
(16)

Далее, подставляя в (16) явные выражения $T_l^{(k)}$ (13), воспользуемся известным разложением [6]

$$Y_{l_{1}m_{1}}(\theta,\varphi) Y_{l_{2}m_{2}}(\theta,\varphi) = \sum_{LM} \sqrt{\frac{(2l_{1}+1)(2l_{2}+1)}{4\pi(2L+1)}} C_{l_{1}ol_{2}o}^{LO} C_{l_{1}m_{1}l_{2}m_{2}}^{LM} Y_{LM}(\theta,\varphi).$$

Окончательно, после усреднения по штарковским состояниям, получим:

$$| < J_{\lambda} \|\mathbf{P}\| J_{\mu} > |_{3}^{2} = \left(\frac{Ze \, a_{0}}{R_{0}^{2}}\right)^{2} \Big\{ \sum_{l=2,4,6} \frac{l^{2} (2f+1)}{(l+1) (2l+3)^{2}} \left(\frac{\overline{r^{l}}}{R_{0}^{l}}\right)^{2} \times (C_{folo}^{fo})^{2} | < J_{\lambda} \|U_{l}\| J_{\mu} > |^{2} + \sum_{l=2,4} \frac{9 (l+2) (2f+1)}{(2l+3)^{2}} \left(\frac{\overline{r^{l}}}{R_{0}^{l}}\right)^{2} \times (C_{folo}^{fo})^{2} | < J_{\lambda} \|U_{l}\| J_{\mu} > |^{2} + \sum_{l=2,4} \frac{9 (l+2) (2f+1)}{(2l+3)^{2}} \left(\frac{\overline{r^{l}}}{R_{0}^{l}}\right)^{2} \times (C_{folo}^{fo})^{2} | < J_{\lambda} \|U_{l}\| J_{\mu} > |^{2} + \sum_{l=2,4} \frac{9 (l+2) (2f+1)}{(2l+3)^{2}} \left(\frac{\overline{r^{l}}}{R_{0}^{l}}\right)^{2} \times (C_{folo}^{fo})^{2} | < J_{\lambda} \|U_{l}\| J_{\mu} > |^{2} + \sum_{l=2,4} \frac{9 (l+2) (2f+1)}{(2l+3)^{2}} \left(\frac{\overline{r^{l}}}{R_{0}^{l}}\right)^{2} \times (C_{folo}^{fo})^{2} | < J_{\lambda} \|U_{l}\| J_{\mu} > |^{2} + \sum_{l=2,4} \frac{9 (l+2) (2f+1)}{(2l+3)^{2}} \left(\frac{\overline{r^{l}}}{R_{0}^{l}}\right)^{2} \times (C_{folo}^{fo})^{2} | < J_{\lambda} \|U_{l}\| J_{\mu} > |^{2} + \sum_{l=2,4} \frac{9 (l+2) (2f+1)}{(2l+3)^{2}} \left(\frac{\overline{r^{l}}}{R_{0}^{l}}\right)^{2} | < J_{\lambda} \|U_{l}\| J_{\mu} > |^{2} + \sum_{l=2,4} \frac{9 (l+2) (2f+1)}{(2l+3)^{2}} \left(\frac{\overline{r^{l}}}{R_{0}^{l}}\right)^{2} | < J_{\lambda} \|U_{l}\| J_{\mu} > |^{2} + \sum_{l=2,4} \frac{9 (l+2) (2f+1)}{(2l+3)^{2}} \left(\frac{\overline{r^{l}}}{R_{0}^{l}}\right)^{2} | < J_{\lambda} \|U_{l}\| J_{\mu} > |^{2} + \sum_{l=2,4} \frac{9 (l+2) (2f+1)}{(2l+3)^{2}} \left(\frac{\overline{r^{l}}}{R_{0}^{l}}\right)^{2} | < J_{\lambda} \|U_{l}\| J_{\mu} > |^{2} + \sum_{l=2,4} \frac{9 (l+2) (2f+1)}{(2l+3)^{2}} \left(\frac{\overline{r^{l}}}{R_{0}^{l}}\right)^{2} | < J_{\lambda} \|U_{l}\| J_{\mu} > |^{2} + \sum_{l=2,4} \frac{9 (l+2) (2f+1)}{(2l+3)^{2}} \left(\frac{\overline{r^{l}}}{R_{0}^{l}}\right)^{2} | < J_{\lambda} \|U_{l}\| J_{\mu} > |^{2} + \sum_{l=2,4} \frac{9 (l+2) (2f+1)}{(2l+3)^{2}} \left(\frac{\overline{r^{l}}}{R_{0}^{l}}\right)^{2} | < J_{\lambda} \|U_{l}\| J_{\mu} > |^{2} + \sum_{l=2,4} \frac{9 (l+2) (2f+1)}{(2l+3)^{2}} \left(\frac{\overline{r^{l}}}{R_{0}^{l}}\right)^{2} | < J_{\lambda} \|U_{l}\| J_{\mu} > |^{2} + \sum_{l=2,4} \frac{9 (l+2) (2f+1)}{(2l+3)^{2}} \left(\frac{\overline{r^{l}}}{R_{0}^{l}}\right)^{2} | < J_{\lambda} \|U_{l}\| J_{\mu} \|U_{l}\| J_{\mu} > |^{2} + \sum_{l=2,4} \frac{9 (l+2) (2f+1)}{(2l+3)^{2}} \left(\frac{\overline{r^{l}}}{R_{0}^{l}}\right)^{2} | < J_{\lambda} \|U_{l}\| J_{\mu} \|U_{l}\| J$$

$$\times (C_{fol+20}^{fo})^{2} | \langle J_{\lambda} | | U_{l+2l_{\mu}} J_{\mu} \rangle_{1}^{2} + \sum_{l=2,4} \frac{6(l+2)^{2}(2f+1)}{(2l+3)(2l+5)(2l+7)} \times \frac{r^{\overline{l}}}{R_{0}^{l}} \Big(\frac{r^{\overline{l+2}}}{R_{0}^{l+2}} \Big) (C_{fol+20}^{fo})^{2} | \langle J_{\lambda} | | U_{l+2l} | J_{\mu} \rangle |^{2} \}.$$

$$(17)$$

Итак, квадрат матричного элемента дипольного перехода, входящего в (1), приближенно можно представить в виде суммы трех слагаемых:

$$|\langle J_{\lambda} || \mathbf{P} || J_{\alpha} \rangle|^{2} = |\mathbf{P}_{i\alpha}|_{1}^{2} + |\mathbf{P}_{i\alpha}|_{2}^{2} + |\mathbf{P}_{i\alpha}|_{3}^{2},$$
 (18)

где $|\mathbf{P}_{\lambda\mu_{1}^{12}}, |\mathbf{P}_{\mu\mu_{2}^{12}}, |\mathbf{P}_{\lambda\mu_{3}^{12}}, |\mathbf$

$$\begin{split} & \omega \left({}^{4}F_{3/2} \rightarrow {}^{4}I_{9/2} \right) = 2,1212 \cdot 10^{15} \text{ cek}^{-1}, \ \omega \left({}^{4}F_{3/2} \rightarrow {}^{4}I_{11/2} \right) = 1,771 \cdot 10^{15} \text{ cek}^{-1}, \\ & \omega \left({}^{4}F_{3/2} \rightarrow {}^{4}I_{13,2} \right) = 1,398 \cdot 10^{15} \text{ cek}^{-1}, \ \omega \left({}^{4}F_{3/2} \rightarrow {}^{4}I_{15,2} \right) = 1,012 \cdot 10^{15} \text{ cek}^{-1}. \end{split}$$

Тогда для вероятностей соответствующих переходов получим:

$$A \left({}^{4}F_{3/2} \rightarrow {}^{4}I_{9/2} \right) = 1,44 \cdot 10^{50} \left(Z z_{0} \right)^{2}; A \left({}^{4}F_{3/2} \rightarrow {}^{4}I_{11/2} \right) = 4,35 \cdot 10^{40} \left(Z z_{0} \right)^{2},$$

$$A \left({}^{4}F_{3/2} \rightarrow {}^{4}I_{13/2} \right) = 6 \cdot 10^{47} \left(Z z_{0} \right)^{2}, A \left({}^{4}F_{3/2} \rightarrow {}^{4}I_{15/2} \right) = 1,8 \cdot 10^{46} \left(Z z_{0} \right)^{2},$$

откуда величина суммарной вероятности спонтанных переходов с уровня ${}^{4}F_{3/2}$ равна $A({}^{4}F_{3/2}) = \sum_{\chi} A({}^{4}F_{3/2} \rightarrow {}^{4}I_{\chi}) = 1,88 \cdot 10^{50} (Z z_{0})^{2}$. Сравнивая полученное значение времени жизни $\tau({}^{4}F_{3/2}) = {}^{1}/A({}^{4}F_{3/2})$ уровня ${}^{4}F_{3/2}$ с его экспериментальным значением $\tau({}^{4}F_{3/2}) = 460$ мкс [5], определим величину единственного параметра $Z z_{0} = 3,410^{-24}$ см³. Отсюда принимая, что эффективный заряд ионов первой координационной сферыизменяется в пределах Z = 1,2-1,5 а. е., для поляризуемости z_{0} получим $z_{0} = (2,8-2,2) 10^{-24}$ см³, что вполне согласуется с экспериментальным значением $z_{sxc} = 2,24 \cdot 10^{-24}$ см³ [9].

Таким образом, предлагаемый метод вычисления сил линий электродипольных переходов приводит к удовлетворительным результатам и может стать основой количественных оценок интенсивностей спектральных линий диэлектрических кристаллов, активированных РЗ³⁺ ионами.

Авторы выражают свою благодарность М. Л. Тер-Микаеляну за постоянное внимание к нашей работе.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Van Vleck J. H. J. Phys. Chem., 41, 61 (1937).
- 2. Judd B. R. Phys. Rev., 127, 750 (1962).
- 3. Ofelt G. S., J. Chem Phys., v. 37, 511 (1962).
- 4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Кванговая механика. Изд. Наука, М., 1974.
- 5. Hong H. Y .- P., Chinn S. R. Mat. Res. Bull., 11, 421 (1976).
- Варшалович Д. А., Москалов А. И., Херсонский В. К. Квантовая теориж углового момента. Изд. Наука, Л., 1975.
- Nielson C. W., Köster G. F. Spectroscopic coefficients for pⁿ, dⁿ and fⁿ configurations. The M. J. T. Press, Cembridge, Massachusets 1963.
- Абрагам А., Блини Б. Электронный парамагнитный резонанс переходных понов, т. 1. Изд. Мир, М., 1973.
- 9. Faucher M., Garcia D. Phys. Rev., 23B, 5451 (1982).

ԽԱՌՆՈՒՐԴԱՅԻՆ ԴԻԷԼԵԿՏՐԻԿ ԲՑՈՒՐԵՂՆԵՐԻ ՍՊԵԿՏՐԱԼ ԳԾԵՐԻ ԻՆՏԵՆՍԻՎՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՀԱՇՎԱՐՔԸ

Գ. Գ. ԳԵՄԻԲԽԱՆՅԱՆ, Ս. Ս. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ, Ֆ. Պ. ՍԱՖԱՐՑԱՆ

•. Գիէլնկարիկական բյուրեղներում դանվող խառնուրդային իռնների մեջ տեղի ունեցող էլնկարական անցումների օսցիլյատորների ուժը հաշվելու համար առաջարկվում է նոր մենեող, որը ապրրերվում է Ջադի-Օֆելաի հանրահայտ եղանակից նրանով, որ այստեղ որպես տետունյան պարաժետր հանդես է դալիս էլնկարոնային բնեռացման մեծունյունը, որն ունի ավելի խիստ ֆիզիկական իմաստ, բան Ջաղի պարաժետրերը։ էլնկտրոնային բնեռացման մեծունյունը մի շարբ իռնների համար աղյուսակավորված է և կարելի է չափել նաև ելնելով ուրիշ, ոչ սպեկարոսկոպիկական փորձերից։ Կոնկրետ հաշվված է սպոնտանային անցման հավանականունյունը K₂La(PO₄)₉-Nd³⁺ բյուրեղի համար։

CALCULATION OF SPECTRAL LINES INTENSITIES . IN IMPURE DIELECTRIC CRYSTALS

G. G. DEMIRKHANYAN, S. S.HOVHANNISYAN, F. P. SAFARYAN

A method differing from the conventional Judd-Ofelt approach is proposed for the calculation of line strength of electric dipole transitions for activated crystals. Here the only parameter in the theory is the product of effective ion charge of the first coordinational sphere of an impurity ion with the atomic polarizability of the impurity ion. Quantitative estimates of spontaneous probabilities for the $K_3 La (Po_t)_2$ - Nd^{+3} crystal are given.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 5, 233-238 (1989)

УДК 621.378.325

К ОПРЕДЕЛЕНИЮ ФОРМЫ СВЕРХКОРОТКИХ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ

Д. Л. ОГАНЕСЯН

Ереванский филиал ВНИИОФИ

(Поступила в редакцию 4 декабря 1988 г.)

Исследовано обращение временного профиля сверхкороткого светового импульса (СКИ) в линейных диспергирующих средах. Обсуждается возмолность определения формы СКИ с помощью измерения их свертки.

Во многих исследованиях, связанных с изучением быстропротекающих процессов, возникает необходимость определения формы СКИ.

Как известно, форма импульса не может быть однозначно найдена только из измерений автокорреляционной функции интенсивности.

В работе [1] обсуждается возможность определения формы СКИ с помощью измерения их свертки, которую можно получить, используя нелинейное взаимодействие исходного и обращенного во времени импульсов.

ԽԱՌՆՈՒՐԴԱՅԻՆ ԴԻԷԼԵԿՏՐԻԿ ԲՑՈՒՐԵՂՆԵՐԻ ՍՊԵԿՏՐԱԼ ԳԾԵՐԻ ԻՆՏԵՆՍԻՎՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՀԱՇՎԱՐՔԸ

Գ. Գ. ԳԵՄԻԲԽԱՆՅԱՆ, Ս. Ս. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ, Ֆ. Պ. ՍԱՖԱՐՑԱՆ

•. Գիէլնկարիկական բյուրեղներում դանվող խառնուրդային իռնների մեջ տեղի ունեցող էլնկարական անցումների օսցիլյատորների ուժը հաշվելու համար առաջարկվում է նոր մենեող, որը ապրրերվում է Ջադի-Օֆելաի հանրահայտ եղանակից նրանով, որ այստեղ որպես տետունյան պարաժետր հանդես է դալիս էլնկարոնային բնեռացման մեծունյունը, որն ունի ավելի խիստ ֆիզիկական իմաստ, բան Ջաղի պարաժետրերը։ էլնկտրոնային բնեռացման մեծունյունը մի շարբ իռնների համար աղյուսակավորված է և կարելի է չափել նաև ելնելով ուրիշ, ոչ սպեկարոսկոպիկական փորձերից։ Կոնկրետ հաշվված է սպոնտանային անցման հավանականունյունը K₂La(PO₄)₉-Nd³⁺ բյուրեղի համար։

CALCULATION OF SPECTRAL LINES INTENSITIES . IN IMPURE DIELECTRIC CRYSTALS

G. G. DEMIRKHANYAN, S. S.HOVHANNISYAN, F. P. SAFARYAN

A method differing from the conventional Judd-Ofelt approach is proposed for the calculation of line strength of electric dipole transitions for activated crystals. Here the only parameter in the theory is the product of effective ion charge of the first coordinational sphere of an impurity ion with the atomic polarizability of the impurity ion. Quantitative estimates of spontaneous probabilities for the $K_3 La (Po_t)_2$ - Nd^{+3} crystal are given.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 5, 233-238 (1989)

УДК 621.378.325

К ОПРЕДЕЛЕНИЮ ФОРМЫ СВЕРХКОРОТКИХ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ

Д. Л. ОГАНЕСЯН

Ереванский филиал ВНИИОФИ

(Поступила в редакцию 4 декабря 1988 г.)

Исследовано обращение временного профиля сверхкороткого светового импульса (СКИ) в линейных диспергирующих средах. Обсуждается возмолность определения формы СКИ с помощью измерения их свертки.

Во многих исследованиях, связанных с изучением быстропротекающих процессов, возникает необходимость определения формы СКИ.

Как известно, форма импульса не может быть однозначно найдена только из измерений автокорреляционной функции интенсивности.

В работе [1] обсуждается возможность определения формы СКИ с помощью измерения их свертки, которую можно получить, используя нелинейное взаимодействие исходного и обращенного во времени импульсов. Обращение же формы импульса предлагается реализовать в системе, состоящей из линейных диспергирующих сред и частотно-модулирующего устройства (ЧМ). При этом рекомендуется использовать либо внешнюю ЧМ, либо эффект фазовой самомодуляции, имеющий место при распространении СКИ по оптическому волокну [2]. Однако, следует обратить внимание на то, что постоянный во времени чирп, возникающий при самовоздействии, относится к центральной части импульса. На фронтах же импульса образуется зависящий от времени чирп, компенсация которого линейными оптическими диспергирующими элементами невозможна.

В настоящий работе исследуется обращение временного профиля СКИ в линейных диспергирующих средах и определение свертки СКИ со своим обращением методом лучка второй гармоники [3].

Рассмотрим дисперсионную линию задержки с отрицательной дисперсней групповых скоростей. Наиболее удачной схемой такой линии задержки является схема, использующая две параллельно расположенные дифракционные решетки [4].

Такая линия задержки работает следующим образом (рис. 1).



Рис. 1. Схема компрессора с аномальной дисперсией. 1, 2 — дифракционные орсшетки, 3 — зеркало.

Пусть на одну из решеток падает под углом у пучок с близкими волновыми компонентами λ , λ' . Дифракционная решетка отклоняет их в m-й порядок под углами θ и θ' соответственно. После дифракции на второй решетке оба пучка опять будут параллельны, однако для «красной» волновой компоненты λ' длина оптического пути в такой схеме больше, чем для «снней» волновой компоненты λ .

Заметим, что в изображенной на рис. 1 решеточной паре, при однократном прохождении излучения, возникает нежелательный эффект — пространственный сдвиг высокочастотных и низкочастотных компонент. Указанный недостаток можно устранить путем использования зеркала, возвращающего излучение обратно в решеточную пару.

Представим напряженность электрического поля на входе пары дифракционных решеток в виде

$$E(x, y, \omega) = E(\omega) \exp\left\{-\frac{ik(x^2 + y^2)}{2q(z)}\right\},$$
(1)

где $q(z) = z + i \pi \sigma^2 / \lambda$, σ — пространственная ширина пучка по уровню e_{\star}^{-1} ,

$$E(\omega) = \int A(t) e^{i\phi(t)} e^{-i\omega_{\omega}t} e^{i\omega t} dt, \qquad (2)$$

А (t), ψ () — огибающая временного профиля и фаза импульса соответственно, ω₀ — центральная частота спектра.

Как показано в работе [5], электрическое поле на выходе компрессора, при использовании схемы с двойным прохождением, определяется выражением

$$E_{1}(\mathbf{x}, \mathbf{y}, t) = \frac{c}{2\pi} \exp\left\{-\frac{ik(\mathbf{x}^{2} + \mathbf{y}^{2})}{2q(\mathbf{z})}\right\} e^{-iw_{e}t} \times \int A(t') e^{i\psi(t')} \exp\left\{-\frac{i(t-t')^{2}}{4\kappa z \beta^{2}}\right\} dt', \qquad (3)$$

где с — постоянная величина,

$$\beta = \left(\frac{\partial \theta}{\partial \omega}\right) \omega_0 = -\frac{2 \pi c m}{\omega_0^2 d' \cos \theta_0}, \qquad (4)$$

d' — постоянная решетки, Z — расстояние между решетками по дифрагированному пучку.

Таким образом на выходе решеточного компрессора формируется частотно-модулированный импульс с отрицательным чирпом. При прохождении импульса (3) через дисперсионную линию задержки с положительной дисперсией групповых скоростей длинноволновые компоненты фурье-спектра $E_1(x, y, \omega)$ начнут опережать коротковолновые и на определенной длине z_0 дисперсионной линии задержки образуется исходный импульс $E(x, y, \omega)$. При дальнейшем распространении импульс приобретает положительный чирп и на расстоянии $z_1 = 2z_0$ импульс оказывается обращенным во времени по отношению к $E_1(x, y, t)$.

Рассмотрим приведенную на рис. 2 схему дисперсионной линии задержки с положительной дисперсией групповых скоростей, предложенную в работе [6], которая состоит из дифракционных решеток и расположенного между ними телескопа.

Согласно рис. 2 оптический путь дифрагированного луча определяется: как

$$L = \frac{f_1 - z_1}{\cos \alpha} + \frac{f_1 + f_2}{\cos \alpha'} + \frac{f_2 - z_2}{\cos \alpha''} + \frac{f_2 - z_1}{\cos \alpha''} + \frac{t g a''}{(ct g \chi' + t g \alpha'')} \frac{1}{\cos \alpha''} \frac{f_2^2 + \frac{z_2}{z_1} f_1^2}{(f_1 + \frac{f_1}{z_1} (f_1 - z_1))},$$
(5)

где $\alpha = \chi - \theta$ — угол между дифрагированным лучом и оптической осью. $\chi_s \chi'$ — углы между нормалями к решеткам на входе и выходе и оптической осью, α' , α'' — углы между дифрагированным лучом и оптической осью после первой и второй линзы соответственно, z_1 , z_2 — расстояния между дифракционными решетками и фокальными плоскостями входной и выходной линз соответственно, которые согласно выбранным направлениям осей z, z' (см. рис. 2) принимают отрицательные значения. Нетрудно показать, что углы $\alpha, \alpha', \alpha''$ связаны соотношениями



Рис. 2. Схема компрессора с нормальной дисперсией. 1, 2 — дифракционные решетки, 3, 4 — собирающие линзы, 5 — зеркало.

$$\operatorname{t} \operatorname{g} \alpha' = \frac{z_1}{f_1} \operatorname{t} \operatorname{g} \alpha, \ \operatorname{t} \operatorname{g} \alpha'' = \frac{f_1}{f_2} \operatorname{t} \operatorname{g} \alpha. \tag{6}$$

Вычислим производную L по λ.

$$\frac{dL}{d\lambda} = \frac{f_1 - z_1}{\cos^2 \alpha} \sin \alpha \frac{d\alpha}{d\lambda} + \frac{f_1 + f_2}{\cos^2 \alpha'} \sin \alpha' \frac{d\alpha'}{d\lambda} + \frac{f_2 - z_2}{\cos^2 \alpha''} \sin \alpha'' \frac{d\alpha''}{d\lambda} + \frac{D}{\cos^2 \alpha''} + \frac{D}{\cos^2 \alpha''} \left[\frac{\operatorname{ctg} \chi'}{\cos^2 \alpha''} (\operatorname{ctg} \chi' + \operatorname{tg} \alpha'') + \operatorname{tg}^2 \alpha'' \right] \frac{d\alpha''}{d\lambda}, \quad (7)$$

$$D = \frac{f_2^2 + \frac{z_2}{z_1}f_1^2}{f_1 + \frac{f_1}{z_1}(f_1 - z_1)}$$

$$\frac{d\alpha}{d\lambda} = -\frac{d\theta}{d\lambda}, \frac{d\alpha'}{d\lambda} = -\frac{\frac{z_1}{f_1}}{1 + \left(\frac{z_1}{f_1}\right)^2 t g^2 x} \cdot \frac{1}{\cos^2 \alpha} \frac{d\theta}{d\lambda},$$
$$\frac{d\alpha''}{dx''} = \frac{f_1}{f_1} + \frac{f_2}{f_1} +$$

$$\frac{d^{2}}{d^{2}} = -\frac{f_{1}/f_{2}}{1 + \left(\frac{f_{1}}{f_{2}}\right)^{2} t g^{2} \alpha} \cdot \frac{1}{\cos^{2} \alpha} \frac{d \theta}{d^{2}}.$$
(8)

Как видно из (7), (8) $dL/d\lambda < 0$, что свидетельствует об опережении «красными» волновыми компонентами «синих». Выбором соответственного угла χ можно добиться малости угла $\alpha = \chi - \theta$, что позволит перейти к параксиальному приближению. Дисперсия данной линии задержки [6] выражается соотношением

$$\frac{d^2 \Phi}{d \omega^2} = -k \beta^2 (z_1 + M^2 z_2), \qquad (9)$$

где $M = f_1/f_2$ — увеличение телескопа.

Как и ранее, в случае решеточного компрессора, во избежание частотно-пространственного сдвига можно применить зеркало, возвращающее излучение обратно в схему.

Напряженность электрического поля на выходе данной линии задержки для входного импульса (1) выражается в виде

$$E_{2}(x, y, t) = \frac{c}{2\pi} \exp\left\{\frac{i k (x^{2} + y^{2})}{2 q (z)} e^{-i m_{o} t} \times \int A(t') e^{i \frac{1}{2}(t')} \exp\left\{i \frac{(t - t')^{2}}{4 k \beta^{2} (|z_{1}| + M^{2} |z_{2}|)}\right\} dt'.$$
(10)

Рассмотрим случай, когда характерное время изменения функции $\psi(t)$ много больше периода осциляции $\exp\left\{i\frac{t^2}{4kz\beta^2}\right\}$, в частности для $\psi(t) = zt^2$, условие медленности изменения $\psi(t)$ имеет место, когда

$$\alpha \ll [4 k z \beta^2]^{-1}. \tag{11}$$

Для следующих численных значений $\lambda_0 = 1,06 \,\mu$ м,

$$z = 1 \text{ M}, d^{-1} = 1200 \frac{\lambda}{\text{M M}}, \gamma = 60^{\circ}, \beta = 0,78 \text{ } \phi \text{ } c, z \ll 0,07 n c^{-2}$$

СКИ лазеров на ИАГ имеют положительный чирп с аплитудой от 1 до 8 пм/пс, что соответствует значениям а от 2,6 · 10⁻⁴ до 21 · 10⁻⁴ пс⁻² [7].

При выполнении неравенства (11) в выражениях (3) и (10) $e^{-i\psi(t)}$ может быть вынесено из-под знака интеграла, и, следовательно, огибающая временного профиля импульса $E_2(x, y, t)$ оказывается обращенной во времени по отношению к огибающей $E_1(x, y, t)$, когда

$$z = |z_1| + M^2 |z_2|. \tag{12}$$

В случае же неколлинеарной генерации второй гармоники [8], при нелинейном взаимодействии импульсов $E_1(x, y, t)$ и $E_2(x, y, t)$, получаем их свертку, что позволяет определить форму одиночного невоспроизводимого СКИ $E_1(x, y, t)$.

Осуществляя обратное Фурье преобразование (3), можно восстанозить форму исследуемого СКИ (1) с точностью, с какой выполняется неравенство (11).

Таким образом, обращение во времени формы СКИ в линейных ди-

спергирующих средах делает возможным практическую реализацию измерения свертки импульса и восстановление его формы.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Телегин Л. С., Чиркин А. С. Квантовая электроника, 12, 166 (1985).
- 2. Ауговой В. Н., Прохоров А. М. УФН, 111, 203 (1973).
- 3. Озанесян Д. Л. Тезисы докладов III Всесоюзной школы по пикосекундной техники. Ереван, с. 120, 1988.

4. Treacy. E. B. IEEE, QE-5, 454 (1969)

5. Martinez O. E. JOSA, B, v3., 929 (1986)

6. Martinez O. E. IEEE, QE-23, 59 (1987)

7. Гурзадян Г. Г., Гюзалян Р. Н., Захаркин И. С. Квантовая электроника, 14, 1660 (1987).

8. Janszky J. Corradi G., Gyuzalian R. N. Optics. Comms. 23. 293 (1977)

ԳԵՐԿԱՐՃ ԼՈՒՍԱՑԻՆ ԻՄՊՈՒԼՍՆԵՐԻ ՏԵՍՔԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ

Դ. Շ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՑԱՆ

Գծային դիսպերսիոն միջավայրերում ուսումնասիրված է գերկարճ լուսային իմպուլսի ժամանակային պրոֆիլի շրանումը։ Քննարկված է նաև գերկարճ լուսային իմպուլսի տեսթի -որոշուման հնարադրությանը չշրջված և սկզբնական իմպուլսների փաթույթի չափման մի-_ջոցով։

DETERMINATION OF THE SHAPE OF ULTRASHORT LIGHT PULSES

D. L. OGANESYAN

The inversion of temporal profile of ultrashort light pulses in linear dispersive media is investigated. The possibility of determining the shape of ultrashort light pulses by measuring their convolution is discussed.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 5, 238-242(1989)

УДК 621.373.826

ПИКОСЕКУНДНЫЙ ВКР ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ ЧАСТОТЫ В МОЛЕКУЛЯРНОМ ВОДОРОДЕ

Т. А. ПАПАЗЯН, А. К. СААКЯН, Р. Ж. ХАЧАТРЯН

НПО «Лазерная техника» ЕГУ

(Поступила в редакцию 14 октября 1988 г.)

Исследован процесс преобразования УКИ лазерного излучения с длнной волны 0,532 мкм в ИК диапазон в молекулярном водороде методом ВКР. Выявлена нестационарность процесса ВКР. Исследована зависимость энергетических характеристик и КПД преобразования в стоксовые компоненты от энергии накачки и от давления водорода в кювете с использованием световода и без него. Применение световода привело к уменьшению порога возбуждения ВКР в 12 раз и составило 40 мкДж. Найдены оптиспергирующих средах делает возможным практическую реализацию измерения свертки импульса и восстановление его формы.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Телегин Л. С., Чиркин А. С. Квантовая электроника, 12, 166 (1985).
- 2. Ауговой В. Н., Прохоров А. М. УФН, 111, 203 (1973).
- 3. Озанесян Д. Л. Тезисы докладов III Всесоюзной школы по пикосекундной техники. Ереван, с. 120, 1988.

4. Treacy. E. B. IEEE, QE-5, 454 (1969)

5. Martinez O. E. JOSA, B, v3., 929 (1986)

6. Martinez O. E. IEEE, QE-23, 59 (1987)

7. Гурзадян Г. Г., Гюзалян Р. Н., Захаркин И. С. Квантовая электроника, 14, 1660 (1987).

8. Janszky J. Corradi G., Gyuzalian R. N. Optics. Comms. 23. 293 (1977)

ԳԵՐԿԱՐՃ ԼՈՒՍԱՑԻՆ ԻՄՊՈՒԼՍՆԵՐԻ ՏԵՍՔԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ

Դ. Շ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՑԱՆ

Գծային դիսպերսիոն միջավայրերում ուսումնասիրված է գերկարճ լուսային իմպուլսի ժամանակային պրոֆիլի շրանումը։ Քննարկված է նաև գերկարճ լուսային իմպուլսի տեսթի -որոշուման հնարադրությանը չշրջված և սկզբնական իմպուլսների փաթույթի չափման մի-_ջոցով։

DETERMINATION OF THE SHAPE OF ULTRASHORT LIGHT PULSES

D. L. OGANESYAN

The inversion of temporal profile of ultrashort light pulses in linear dispersive media is investigated. The possibility of determining the shape of ultrashort light pulses by measuring their convolution is discussed.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 5, 238-242(1989)

УДК 621.373.826

ПИКОСЕКУНДНЫЙ ВКР ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ ЧАСТОТЫ В МОЛЕКУЛЯРНОМ ВОДОРОДЕ

Т. А. ПАПАЗЯН, А. К. СААКЯН, Р. Ж. ХАЧАТРЯН

НПО «Лазерная техника» ЕГУ

(Поступила в редакцию 14 октября 1988 г.)

Исследован процесс преобразования УКИ лазерного излучения с длнной волны 0,532 мкм в ИК диапазон в молекулярном водороде методом ВКР. Выявлена нестационарность процесса ВКР. Исследована зависимость энергетических характеристик и КПД преобразования в стоксовые компоненты от энергии накачки и от давления водорода в кювете с использованием световода и без него. Применение световода привело к уменьшению порога возбуждения ВКР в 12 раз и составило 40 мкДж. Найдены оптимальные режимы преобразования для каждого из трех стоксовых компонент (0,68 мкм; 0,95 мкм; 1,58 мкм), при которых КПД преобразования по энергии составлял соответственно 23; 10; 1,3%.

Для проведения исследований в лазерной спектроскопии, фотохимии, биологии требуются мощные УКИ света в ИК диапазоне длин волн. Одним из эффективных методов получения в ИК диапазоне мощных световых импульсов ультракороткой длительности является ВКР преобразование частоты лазерного излучения в сжатом молекулярном водороде [9—10]. Стоксовый сдвиг осуществляется на колебательном переходе Q01 (1) молекулярного водорода и составляет 4155 см⁻¹.

Выбор молекулярного водорода связан с некоторыми его несомненными преимуществами по сравнению с другими преобразователями. Это прозрачность в широкой спектральной области от УФ до ИК, большая лучевая стойкость, значительный стоксовый сдвиг, узкая спектральная ширина перехода, а также отсутствие заметной самофокусировки и ВРМБ.

Достаточно подробно исследована зависимость энергии стоксовых компонент от энергии накачки и давления водорода при возбуждении импульсами наносекундной длительности [1—8]. Получено перестраиваемое излучение в ИК области до 7 мкм. Однако в литературе очень мало экспериментальных работ по ВКР преобразованию в пикосекундном режиме возбуждения [9—10].

В частности, остаются не изученными особенности энергетической зависимости преобразованного излучения от параметров накачки и нелинейной среды в указанном режиме. Результаты таких исследований особенно важны с точки зрения возможного широкого применения подобных преобразователей.

При пикосекундном возбуждения, когда длительность накачки T_{μ} меньше времени дефазировки ВКР среды T_2 , процесс ВКР имеет нестационарный характер. В этом случае зависимость энергии стоксовых компонент W_{s} от энергии накачки W_{μ} отличается от случая стационарного ВКР:

$$W_s = W_{so} \exp\left(W_{\rm H} g l\right)^{\alpha},\tag{1}$$

где g — коэффициент усиления активной среды, l — длина среды, $\alpha = 0.5$ при нестационарном ВКР, $\alpha = 1$ при стационарном ВКР.

В данной работе проведены исследования по определению зависимости энергии стоксовых компонент от энергии возбуждающего излучения и давления водорода при возбуждении УКИ света с длиной волны 0,532 мкм. Выявлен нестационарный характер ВКР. Эти исследования позволяют определить оптимальные режимы для возбуждения S_1 (0,68 мкм). S_2 (0,95 мкм), S_3 (1,58 мкм) стоксовых излучений в зависимости от вышеприведенных параметров.

Для возбуждения ВКР в молекулярном водороде нами использовался лазер ЛП-2 (рис. 1а), состоящий из генератора с пассивной синхронизацией мод (1), электрооптического устройства выделения одиночного импульса на основе кристаллов ДКДП (2) и двухпроходного усилителя (3). УКИ имели гауссовую временную форму с длительностью ~ 30 пс. Энергия импульса составляла — 50 мДж, нормированное среднеквадратичное отклонение 6—8%, частота следования импульсов до 5 Гц. Излучение основной частоты (1,064 мкм) с помощью нелинейного кристалла КДП (4) преобразовывалось во вторую гармонику (0,532 мкм.) с эффективностью ~ 20%.

Молекулярный водород находился в специальню изготовленной кювете (6), позволяющей изменять давление водорода до 25 атм.

Генерированное излучение после выхода из кюветы направлялось на дисперсионную призму (7), которая выделяла стоксовые компоненты (S₁, S₂, S₃).

Первые две стоксовые компоненты регистрировались с помощью фотодиодов ФД-24, (8, 9), а излучение третьей стоксовой компоненты с помощью монохроматора МДР-23 (10) и пироприемника ЛПП-2 (12). В процессе эксперимента энергия накачки (0,532 мкм) контролировалась с помошью фотодиода ФД-24 (13).



Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

Все измерители энергий были подключены к вычислительному комплексу «Электроника-60», «Крейт КАМАК» (14). Вычислительная машина проводила статистическую обработку порядка 300—400 импульсов по заданной программе. Результаты переводились на цифропечать.

Эксперименты проводились как с использованием полого световода в водородной кювете, так и без него. Полый световод был использован с целью получения значительной плотности мощности излучения накачки на большой длине взаимодействия (60 см). Это, как известно, [2—7] приводит к уменьшению порога генерации ВКР.

На рис. 16 приведена схема ввода излучения накачки в полый световод. Полый световод состоит из двух плоских стеклянных пластинок длиной 60 см с хорошим качеством поверхностей и с зазором между пластинками $\delta = 0,3$ мм. Возбуждающее излучение с помощью сферической линзы L_1 , (фокусное расстояние $F_1 = 60-200$ см) фокусировалось в пятно круглого сечения (d = 1-3 мм) так, чтобы перетяжка пучка находилась в середине световода. Отметим, что по всей длине световода изменение величины d составляло не более 20%.

Цилиндрическая линза L_2 ($F_2 = 20$ см) фокусировала излучение на вход световода по координате X (рис. 16), перпендикулярной плоскости пластин, в полоску шириной X₀. Как известно [2, 3, 7], если пучок накачки является TEM_{00} модой, то он с наименьшими потерями согласуется с

 EH_{11} модой световода. При этом фокусировка должна осуществляться согласно соотношению $X_0 = 0,66$ δ , где $\delta = 0,3$ мм — зазор световода. Сечение излучения накачки в световоде, определяемое величиной X_0d , можно было легко изменять, меняя только величину d. Для этого достаточно лишь изменить фокусное расстояние сферической линзы L_1 . С этой точки зрения такой одномерный световод обладает несомненным преимуществом по сравнению со световодом круглого сечения, где для изменения сечения пучка надо менять сам световод.

Пропускание световода, измеренное на длине волны 0,632 мкм, составляло 90—92%.

Рис. 2. Зависимость энергий S₁ и S₂ от энергии накачки. Давление водорода: 1.0 1—8 атм; 2—15 атм; 3,4—21 атм.

 $\begin{array}{c} 1.8 \\ 0.7 \\ 0.2 \\ 0.2 \\ 0.2 \\ 0.2 \\ 0.2 \\ 0.2 \\ 0.2 \\ 0.1 \\$

Заметим, что световоды круглого сечения редко имеют такое пропускание из-за плохого качества внутренней поверхности и возможного искривления их в кювете [2, 3, 7].

На рис. 2а приведена зависимость энергий S₁, S₂ стоксовых компонент от энергии накачки при разных давлениях водорода в кювете без световода. Обнаружено, что для разных стоксовых излучений наибольшая эффек-

Рис. 3. Зависимость энергии (а) и КПД (б) стоксовых компонент от энергии накачки при давлении водорода 21 атм.



тивность (КПД) достигается при разных давлениях водорода. Для S₁ КПД достигал 23% при давлении водорода 8—12 атм., а для S₂—КПД 10% при давлении водорода 17—25 атм. Порог ВКР составлял 500 мкДж.

При логарифмировании соотношения (1) при $\alpha = 0.5$ (нестационарный ВКР) получим

$$\ln W_s + a = b \sqrt{W_{\rm H}},\tag{2}$$

где a, b — константы.

Экспериментальная зависимость W_8 от W_H на рис. 26 показывает хорошее соответствие с соотношением (2), что указывает на нестационарность режима ВКР в наших экспериментах.

Все дальнейшие эксперименты проведены с применением полого световода в водородной кювете. Применение полого световода позволило значительно (в 12 раз) снизить порог генерации ВКР, который составлял -40 мкДж. На рис. З приведены зависимости энергии и КПД стоксовых компонент от энергии накачки при давлении водорода 21 атм.

Видно, что при энергии накачки более, чем 4 мДж (соответствующая плотность мощности 20 ГВт/см²) достигается режим насыщения энергии стоксовых компонент. Это обстоятельство использовано для стабилизации выходных энергетических параметров ВКР преобразователя.

Исследование зависимости КПД стоксовых компонент (по энергии)от давления водорода при разных значениях плотности мощности накачки. выявило оптимальные условия преобразования. Так, для получения эффективного преобразования в первую стоксовую компоненту с наибольшим. КПД необходима энергия накачки 2 мДж (10 ГВт/см²) и давление водорода 12—16 атм, а для второй стоксовой компоненты 4. мДж. (20 ГВт/см²). при давлении водорода 17—20 атм.

Таким образом, для эффективного преобразования в стоксовые компоненты при разных значениях возбуждающего излучения, необходимо изменять сечение пучка в световоде X_0d (заменой сферической лянзы). таким образом, чтобы плотность мощности в активной. среде составляла для: S_1 —10 ГВт/см², для S_2 —20 ГВт/см².

В заключение отметим, что излучение S₃ (1,58 мкм) эффективно применяется в волоконной оптике из-за малой дисперсии в этой области: спектра.

ЛИТЕРАТУРА

1. Грасюк А. З. и др. Квантовая электроника, 3, 1062 (1976).

2. Hartig W., Schmidt W; 'ppl. Phys., 18, 235 (1979).

3. Berry A. J., Hanna D. C., Hearn D. B. Opt. Communs., 43, 299 (1982).

4. Mannik L., Brown S. K. Opt. Communs. 57, 360 (1986),

5. Hanna D. C., Pacheco M. T. T. Opt. Communs., 60, 107 (1986).

6. Hanna D. C., Pacheko M. T. T., Wong K .- H. Opt. Communs., 55, 188 (1985).

7. Берик Е. Б. н др. Квантовая электр., 13, 1728 (1986).

8. Апанасевич П. А. н др. Письма в ЖТФ, 12, 414 (1986).

9. Walmsley I. A., Raymer M. G. Opt. Communs., 53, 137 (1985).

10.Nattermann K., Fabricius N., Von der Linde D. Opt. Communs., 57, 212 (1986).

ՄՈԼԵԿՈՒԼԱՅԻՆ ՋՐԱԾՆՈՒՄ, ՍՏԻՊՈՂԱԿԱՆ, ԿՈՄՔԻՆԱՑԻՈՆ ՑՐՄԱՄԲ, ՀԱՃԱԽՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՊԻԿՈՎԱՑՐԿՑԱՆԱՑԻՆ ՎԵՐԱՓՈԽԻՉ

Թ. Ա. ՓԱՓԱԶՑԱՆ, Ա. Կ. ՍԱՀԱԿՑԱՆ, Ռ. Ժ. ԽԱՉԱՏՐՑԱՆ

Մոլնկուլային ջրածնում, ստիպողական կոմբինացիոն ցրմամբ, ուսումնասիրված է 0,522 նմ. ալիքի հրկարության լաղերային ճառագայթման վերափոխման պրոցեսը ին տիրույթ Հայտնաբերվել է ստիպողական կոմբինացիոն ցրման պրոցեսի ոչ ստացիոնար լինելը։ Ուսումնասիրվել է վերափոխված ստոքսյան բաղադրիչների էներգետիկ ընուտագրերը և վերափոխման 0. Գ. Գ.-ն կախված գրդոման էներգիաից և փորձանոթում ջրածնի ճնշումից, օդտագործելով ալիքատար և առանց նրա։

PICOSECOND SRS FREQUENCY CONVERTER IN MOLECULAR HYDROGEN

T. A. PAPAZYAN, A. K. SAAKYAN, R. ZH. KHACHATRYAN

The conversion of $0.532 \ \mu m$ wavelength ultrashort laser radiation to infrared region in molecular hydrogen has been studied by means of SRS method and the nonstationarity of SRS process has been shown. The energy characteristics and the efficiency of conversion to Stokes components were investigated depending on pumping energy and on hydrogen pressure in the cavity both with and without the light guide. The presence of light guides led to 12 time decrease of SRS excitation threshold, that was 40 μ J. Optimum conversion regimes for each of three Stokes components (0. 68 μ m, 0. 95 μ m, 1. 58 μ m) were found and the efficiency of energy conversion for them were 23, 10 and 1. 3% respectively.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 5, 243-246 (1989)

УДК 536.45

ИЗУЧЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ БАРОМЕТРИЧЕСКОГО КОЭФФИЦИЕНТА НЕЙТРОННОГО СУПЕРМОНИТОРА ОТ ДАВЛЕНИЯ

Ю. И. АДИЛХАНЯН, В. Х. БАБАЯН, А. С. БЕГЛАРЯН, Н. Х. БОСТАНДЖЯН, Г. А. МАРИКЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 25 декабря 1988 г.)

Показано, что при изменении атмосферного давления на один миллибар барометрический коэффициент нейтронной компоненты космических лучей изменяется в среднем на 4.10⁻³%/мб. Неучет этого факта при значительных изменениях давления приводит к ошибкам в определении интенсивности нейтронной компоненты, существенно превосходящим те точности, которые достигаются на современных приборах, регистрирующих нейтронжую компоненту.

В монографии [1] приведены результаты нескольких экспериментальных работ, посвященных изучению зависимости барометрического коэффициента нейтронной компоненты космических лучей β с изменением атмосферного давления h. Результаты этих работ однозначно выявляют существование такой зависимости между β и h. Однако следует отметить, что характер изменения β с давлением, т. е. знак $\partial\beta/\partial h$ меняется в одной работе при $h \approx 880$ мб, в другой — при $h \approx 842$ мб, а в третьей — при $h \approx 700$ мб. Эксперименты проводились для пунктов в интервале жесткостей обрезания 0,5—13,3 ГВ, как вблизи максимума, так и вблизи минимума солнечной активности. При таком разбросе экспериментальных результатов представляет интерес дальнейшее изучение характера зависимости β от h для высот с давлением между 700—880 мб.

PICOSECOND SRS FREQUENCY CONVERTER IN MOLECULAR HYDROGEN

T. A. PAPAZYAN, A. K. SAAKYAN, R. ZH. KHACHATRYAN

The conversion of $0.532 \ \mu m$ wavelength ultrashort laser radiation to infrared region in molecular hydrogen has been studied by means of SRS method and the nonstationarity of SRS process has been shown. The energy characteristics and the efficiency of conversion to Stokes components were investigated depending on pumping energy and on hydrogen pressure in the cavity both with and without the light guide. The presence of light guides led to 12 time decrease of SRS excitation threshold, that was 40 μ J. Optimum conversion regimes for each of three Stokes components (0. 68 μ m, 0. 95 μ m, 1. 58 μ m) were found and the efficiency of energy conversion for them were 23, 10 and 1. 3% respectively.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 5, 243-246 (1989)

УДК 536.45

ИЗУЧЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ БАРОМЕТРИЧЕСКОГО КОЭФФИЦИЕНТА НЕЙТРОННОГО СУПЕРМОНИТОРА ОТ ДАВЛЕНИЯ

Ю. И. АДИЛХАНЯН, В. Х. БАБАЯН, А. С. БЕГЛАРЯН, Н. Х. БОСТАНДЖЯН, Г. А. МАРИКЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 25 декабря 1988 г.)

Показано, что при изменении атмосферного давления на один миллибар барометрический коэффициент нейтронной компоненты космических лучей изменяется в среднем на 4.10⁻³%/мб. Неучет этого факта при значительных изменениях давления приводит к ошибкам в определении интенсивности нейтронной компоненты, существенно превосходящим те точности, которые достигаются на современных приборах, регистрирующих нейтронжую компоненту.

В монографии [1] приведены результаты нескольких экспериментальных работ, посвященных изучению зависимости барометрического коэффициента нейтронной компоненты космических лучей β с изменением атмосферного давления h. Результаты этих работ однозначно выявляют существование такой зависимости между β и h. Однако следует отметить, что характер изменения β с давлением, т. е. знак $\partial\beta/\partial h$ меняется в одной работе при $h \approx 880$ мб, в другой — при $h \approx 842$ мб, а в третьей — при $h \approx 700$ мб. Эксперименты проводились для пунктов в интервале жесткостей обрезания 0,5—13,3 ГВ, как вблизи максимума, так и вблизи минимума солнечной активности. При таком разбросе экспериментальных результатов представляет интерес дальнейшее изучение характера зависимости β от h для высот с давлением между 700—880 мб. С целью изучения этой зависимости, а также проведения количественных оценок величины этой зависимости, мы воспользовались экспериментальными данными нейтронного супермонитора, расположенного в Нор-Авберде, где среднее давление $h \approx 800$ мб, а жесткость обрезания $R_c = 7,6$ ГВ.

Аналогично работе [2] выбирались такие участки, где наблюдались большие (\geq 10 мб) изменения атмосферного давления в течение нескольких дней, а вариации интенсивности нейтронной компоненты космических лучей, исправленные на барометрический эффект, не превышали бы 1,0— 1,5%. Выбранные участки находились вблизи минимума солнечной активности. Конечным критерием отбора полученных значений β являлось требование, чтобы коэффициент линейной корреляции логарифма интенсивности нейтронной компоненты с атмосферным давлением был бы не менее 0,995. При таком условии можно считать, что другие факторы, могущие искажать выражение I = I_{ne}^{-3(h-h_n)} незначительны.

По данным станции Нор-Амберд были отобраны пять участков, удовлетворяющие перечисленным выше условиям. Для каждого из них вычисляли значения β методом скольжения [2]. Экспериментальное определение барометрического коэффициента проводили путем линейной корреляции логарифма интенсивности нейтронной компоненты космических лучей с атмосферным давлением [3]. Барометрический коэффициент, выраженный через коэффициент линейной корреляции, имеет следующий вид

$$\beta = r \frac{\sigma_{lnl}}{\sigma_h},$$

где $r = \frac{\sigma_{hlnl}}{\sigma_{lnl}\sigma_h}$ —коэффициент линейной корреляции логарифма интен-

сивности нейтронной компоненты космических лучей с давлением; $\sigma_{l,nl}$ и σ_h — соответствующие среднеквадратичные отклонения, а σ_{hlnl} — смешанный второй момент.

Оннибку в определении в вычисляли по формуле

$$\Delta\beta = \pm \frac{\sigma_{lnl}}{\sigma_h} \sqrt{\frac{1-r^2}{n-2}}$$

После того как для каждого выбранного участка рассчитывали совокупность значений в, проводили их осреднения. Интервал осреднения равнялся 2 мб. При осреднении значений в учитывали вклад их среднеквадратичных ошибок. Результаты расчетов приведены в таблице.

Здесь приведены: временные интервалы участков, отобранных для вычисления барометрического коэффициента нейтронной компоненты космических лучей; осредненные минимальные и максимальные значения атмосферных давлений; соответствующие им осредненные значения барометрических коэффициентов и их среденеквадратичные ошибки; коэффициенты линейной корреляции; значения величин барометрических коэффициентов при изменении атмосферного давления на один миллибар.

Видно, что во всех выбранных участках имеется зависимость барометрического коэффициента от давления, а именно: с ростом атмосферного давления барометрический коэффициент уменьшается, и в среднем с

уменьшением атмосферного давления на один миллибар β увеличивается на 4 · 10⁻³%/мб.

Эта величина весьма близка к результату $3 \cdot 10^{-3}$ % мб, полученного в работе [4] и несколько больше результата $1,5 \cdot 10^{-3}$ % мб, полученного Глонти Н. Я. [2], но на один порядок больше тех значений, которые получаются из результатов экспериментальных работ [5] и [6].

Таблица

Дата	hmin (M d)	ў (%/ мд)	Д́β₁ (%/ м д)	r 1	hmaz (мд)	<mark>ў₂(%</mark> мд)	/ <mark>∆₿₂(%</mark> мд)	r ₂	$\frac{\overline{\beta_1}-\overline{\beta_2}}{\overline{hmax}-\overline{hmin}}$
5-8. 12. 86 r.	797.6	0.754	0.004	0.995	806.8	0.732	0.002	0.998	2.4.10-3
19-26. 01. 87 r.	799.5	0.729	0.004	0.998	807.6	0.700	0.005	0.998	3.6.10-3
2-11. 01. 87 г.	801	0.737	0.002	0.995	808.2	0.701	0.006	0.995	3.1.10-3
5-11. 08, 87 r.	802.2	0.726	0.004	0.996	806	0.710	0.004	0.995	4.2.10-3
15–20. 11. 87 r.	806	0.721	0.002	0.995	811.6	0.686	0.005	0.995	6.3·10 ⁻³

Пользуясь полученной величиной зависимости между β и h, мы рассчитали интенсивность нейтронной компоненты космических лучей, исправленной на барометрический эффект, как для постоянного β , так и для β , зависящего от давления. Эти расчеты показали, что при изменения давления на 10 мб интенсивности, рассчитанные вышеотмеченными методами, отличаются друг от друга в среднем на 0,4%, что на порядок больше точностей, которые достигаются при регистрации нейтронной компоненты космических лучей на стандартных нейтронных супермониторах [1]. Поэтому при больших изменениях атмосферного давления необходимо вводить поправки в значение барометрического коэффициента.



Изменение барометрического ковффициента с атмосферным давлением в исследуемом интервале (795—815 мб) представлено на рисунке. Ход кривой на рисунке совпадает с результатом работы [5], в отличие от работ [6] и [7], где аналогичная зависимость наблюдается начиная со значений атмосферного давления 880 и 842 мб, соответственно.

В заключение отметим, что результаты всех работ [2, 4-6], включая

и данную, показывают на существование четкой зависимости между β и h, однако величина, на которую изменяется β при изменении атмосрефного давления на один миллибар, а также характер этой зависимости в них неодинаковы. Следует отметить довольно хорошую близость экспериментальных результатов, полученных на приборах отечественного производства, в вышеупомянутых работах. Тем не менее для более веской убедительности было бы желательно продолжить изучение данного вопроса в других пунктах, отличающихся своими магнитными жесткостями и уровнями атмосферного давления от Москвы, Тбилиси и Еревана.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Дорман Л. И. Метеорологические эффекты космических лучей. М., Изд. Наука, 1972 с. 55; 53; 57.
- 2. Глонти Н. Я. Кандидатская диссертация, Тбилиси, ИГ АН ГрССР, 1984, с. 64.
- Дорман Л. И., Пименов И. А., Сацук В. В. Математическое обеспечение исследова ний геофизических закономерностей на примере космических лучей. М., Изд. Наука, 1978, с. 34.
 - 4. Блох Я. Л., Старков Ф. А. В сб.: Космические лучи, № 16, М., Изд. Наука. 1976 с. 73.
- Carmichael H., Bercovitch M., Shea M. A., Magidin M., Peterson R. W. Attenuation of neutron monitor radiation in the atmosphere. Canad. J. Phys., 1968. 46, N. 10, part. 4, S. 1006.
- Bachelet F., Balata P., Iucci N. Some properties of the radiation recorded by the IGY neutron monitors in the lower almophere. Proc. Internat. Conf. Cosmic Rays. 1965, London, 1, 481.
- Kisselbach V. G., Chasson R. E. Barometric correction anomaly and nucleonic component time variations during IQCY. Proc. Internat. Conf. Cosmic Rays. 1965, London, 1, 471.

ՆԵՑՏՐՈՆԱՑԻՆ ՍՈՒՊԵՐՄՈՆԻՏՈՐԻ ԲԱՐՈՄԵՏՐԻԿ ԳՈՐԾԱԿՑԻ ՃՆՇՈՒՄԻՑ ԿԱԽՄԱՆ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒՄԸ

ՏՈՒ. ԱԳԻԼԽԱՆՅԱՆ, Վ. Խ. ԲԱԲԱՅԱՆ, Ա. Ս. ԲԵԳԼԱՐՅԱՆ, Ն. Խ. ԲՈՍՏԱՆՋՅԱՆ Գ. Ա. ՄԱՐԻԿՅԱՆ

³ույց է արված, որ մµնոլորտային ճնջման մեծուµյան 1 մր փոփոխման դեպքում կոսմիկական ճառագայµնների նելարոնային կոմպոնենտի բարոմետիկ գործակիցը փոփոխվում է միջինում 4.10-3%/մբ-ով։ Այս փաստի անտեսումը ճնջման զգալի փոփոխուµյունների դեպքում կբերի նելարոնային կոմպոնենտի ինտենսիվուµյան որոջման մեծ սխալների, որոնք զգալիորեն գերաղանցում են նեյտրոնային կոմպոնենտը գրանցող ժամանակակից սարքավորումների չափման ճշտուµյունը։

INVESTIGATION OF THE PRESSURE DEPENDENCE OF BAROMETRIC COEFFICIENT OF A NEUTRON MONITOR

ADILKHANYAN YU. I., BABAYAN V. KH., BEGLARYAN A. S., BOSTANDZHYAN N. KH., MARIKYAN G. A.

The dependence of the barometric coefficient of the neutron component of cosmic rays on the value of atmospheric pressure was studied experimentally for a site with average pressure p=800 mbar and cut-off parameter $R_c = 7.6$ GV. It was shown that with the increase in pressure within the range of 795-815 mbar the barometric coefficient reduced, the reduction in barometric coefficient being $4 \cdot 10^{-3}$ %/mbar in average for the increase in atmospheric pressure by one millibar.

УДК 621.382.33

О ВОЗМОЖНОСТИ КОМБИНИРОВАННОЙ ОПТИМИЗАЦИИ СТРУКТУРЫ СИЛОВОГО ТРАНЗИСТОРА С УТОПЛЕННЫМ ЭМИТТЕРОМ

А. С. ШАБОЯН, А. А. ВАРДАНЯН

НПО «Транзистор»

(Поступила в редакцию 5 августа 1988 г.)

Предложена конструкция транзистора с утопленным эмиттером, которая дает возможность регулировать эффективную глубину и ширину активной базы в широком диапазоне значений. Показана высокая эффективность предложенной конструкции, позволяющая найти оптимальное сочетание основных параметров высоковольтного транзистора.

При конструировании силовых транзисторов одной из важных задач является расчет профилей распределения примесей, технологических и других электрофизических характеристик многослойной транзисторной структуры, обеспечивающих оптимальное сочетание таких ее существенных параметров, как коэффициент усиления транзистора и его граничное напряжение, с одной стороны, и возможность технического осуществления такой структуры в рамках существующих технологий, с другой стороны. Такая задача еще более осложняется в случае силовых высоковольтных (до 1 кВ) транзисторов, у которых для достижения высоких значений пробивного напряжения, в сочетании с хорошими статическими и динамическими пареметрами, требуется создание по мезапланарной технологии на полировачных *n-n*⁺ кремниевых структурах относительно глубоких коллекторных и эмиттерных *p-n*-переходов, достигающих глубин 40—45 и 10—15 мкм соответственно.

Как известно [1, 2] при сильном легировании эмиттера фосфором на большой глубине возникает ряд вредных эффектов, приводящих к ухудшению эффективности эмиттера.

В такой ситуации весьма альтернативным является создание эмиттерных областей силового транзистора, так называемым, «комбинированным способом», суть которого заключается в создании эмиттерного *р-п*-перехода и области активной базы по заданной ширине путем мелкой, кратковременной диффузии фосфора на определенную глубину в предварительно вытравленные эмиттерные карманы, образовании таким образом структуры с утопленным эмиттером (см. Рис. 1).

Создание эмиттерной области подобной конструкции становится возможным путем применения технологии прецизионного микрохимического или плазмохимического травления кремния, обеспечивающего точность ±1 мкм на глубине 10 мкм по всей поверхности транзисторной структуры.

Для расчета и оптимизации параметров транзисторной структуры с

утопленным эмиттером будем исходить из модели управления зарядом.

В общем случае коэффициент усиления транзистора *n-p-n*-полярности *h*_{21э} определяется выражением

$$h_{21s} = \frac{\gamma \beta}{1 - \gamma \beta}, \qquad (1)$$

где у — эффективность эмиттера, β — коэффициент переноса базы,



Рис. 1 Поперечный разрез структуры силового транзистора с утопленным эмиттером и профиль распределения легирующих примесей по сечению 0-0¹.

 j_{ns} и j_{ps} — плотности электронной и дырочной составляющих эмиттерного тока, τ_{np} — время пролета базы, $\tau^*_{\mathcal{H}}$ — эффективное время жизни неосновных носителей заряда в базе.

Толщина $W_{\kappa o}$ и удельное сопротивление ρ_{κ} коллекторного *п*-слоя нодобных транзисторов выбираются, исходя из требуемого значения пробивного напряжения перехода коллектор — база ($U_{\kappa Eo}$), что в приближении резко асимметричного перехода и наличия сильно легированного n^+ -слоя определяется выражением [3]

$$U_{\kappa \mathcal{B} o} = E_{\kappa \rho} \, W_{\kappa o} - \frac{W_{\kappa o}^2}{2} \cdot \frac{q \, N_{d\kappa}}{\varepsilon \, \varepsilon_0} \,, \tag{2}$$

где $E_{\kappa p}$ — критическое поле лавинного пробоя кремния, q — заряд электрона, ε_0 , ε — диэлектрические проницаемости вакуума и кремния, соответственно, $N_{d\kappa}$ — концентрация донорной примеси п⁻-коллектора.

При низких уровнях инжекции, когда $j_{ny} \ge j_{py}$; для j_{ny} и j_{py} известны следующие выражения [4]:

$$j_{ng} = q \; \frac{n_{io}^2 \mathcal{A}_{\mathcal{B}}}{Q_{\mathcal{B}}} \exp\left(\frac{U_{g\mathcal{B}}}{U_T}\right),\tag{3}$$

$$j_{pg} = q \frac{n_{io} \mathcal{A}_g}{Q_g} \exp\left(\frac{U_{gE}}{U_{T}}\right), \qquad (4)$$

где n_{lo} — собственная концентрация носителей, $U_T = K T / q$ — термодинамический потенциал, U_{gE} — прямое смещение на переходе эмиттер — база, Q_g / A_g п Q_E / A_E —числа Гуммеля эмиттера и базы транзистора [2], определяемые, как полное число основных носителей в эмиттере и в активной базе, находящихся на расстоянии диффузионной длины от эмиттерного р-п-перехода.

Комбинируя выражения (1-4) для h_{213} можно написать выражение

$$h_{21s} = \left[\frac{Q_E / \mathcal{A}_E}{Q_s / \mathcal{A}_s} + \frac{\tau_{np}}{\tau_{\kappa}} \right]$$
 (5)

Казалось бы, для достижения больших значений h_{219} следует создавать намного более сильнолегированный, по отношению к базовой области транзистора, эмиттер. Однако увеличению Q, / Q,, т. е. h21, путем сильного легирования эмиттера, как уже указывалось выше, препятствует «эффект сильного легирования». Как подтверждалось нами экспериментально, увеличение глубины залегания эмиттера от 2 до 12 мкм, при сохранении поверхностной концентрации фосфора в пределах 10²⁰—10²¹ см⁻³, не приводит к существенному увеличению числа Гуммеля эмиттера Q./D., которое является величиной почти постоянной и находится в пределах $1.10^{13} - 6.10^{13}$ см⁻⁴ сек. Что касается числа Гуммеля базы Q_{5}/A_{5} , то при малом смещении U_{9Б} величина Q_Б/Д_Б приравнивается своему равновесному значению Q60/Д6, представляющему собой общий заряд основных носителей в металлургической активной базовой области приходящийся, на единицу площади эмиттера, что, в предположении Гауссовского характера распределения базовой примеси, дается выражением:

$$Q_{E}/\mathcal{A}_{E} = \frac{1}{\mathcal{A}_{E}} \int_{h+x_{j\theta}}^{x/k} N_{a}(x) dx = \frac{1}{\mathcal{A}_{E}} \frac{N_{sa}}{\sqrt{a}} \frac{\sqrt{\pi}}{2} \times \left[\phi\left(\sqrt{\eta} \cdot x_{jk}\right) - \phi\left[\sqrt{\eta} \cdot (x_{j\theta} + h)\right] \right], \qquad (6)$$

где ϕ – интеграл ошибок, $\eta = \frac{1}{x_{jk}^2} \cdot \ln \frac{N_{sa}}{N_{dk}}$, $x_{jk} - x_{js} - h = W_{EO}$. При больших токах коллектора основную роль в увеличении Q_E играет, так называемый, эффект расширения квазинейтральной базы за счет модулированного коллектора.

В работе [5], в предположении $L_p \gg W_{kd}$, $(L_p = \sqrt{\mathcal{A}_q \tau_{\pi}^*},$ диффузионная длина дырок в п⁻ - коллекторе), что хорошо выполняется в силовом транзисторе при $\tau_{\pi}^* \ge 10$ мкс, получено следующее выражение для токовой зависимости коэффициента усиления транзистора с учетом проявления эффекта оттеснения эмиттерного тока.

$$h_{21s} = h_{21so} \left\{ 1 + h_{21so} \frac{Q_o \left| \mathcal{A}_{\rm B}}{Q_{\rm g} \left| \mathcal{A}_{\rm g}} \right| \frac{(1+z \, W_{\rm g})^{\dagger} - 1}{3 \, z \, W_{\rm g} \left(1+z \, W_{\rm g}\right)} \frac{I_{\rm e}}{I_{\rm ko}} + \frac{I_{\rm ko}}{I_{\rm g}} - 2 \right\}^{-1}, \quad (7)$$

где I_{κ} — ток коллектора, z^{-1} — ширина эффективно инжектирующего края эмиттерной гребенки, $Q_o = U_{\kappa s} W_{\kappa o} / 4 q \mathcal{A}_{\kappa} \cdot \varphi_{\kappa}$, $I_{\kappa o} = U_{\kappa s} \cdot P \cdot W_s / 2 \varphi_{\kappa}$, $W_{\kappa o}$, $P - длина периметра эмиттера, <math>h_{21so}$ — максимальное значение коэффициента усиления, при низком уровне инжекции, равное

$$h_{2130} = \frac{Q_s / \mathcal{A}_s}{Q_{50} / \mathcal{A}_5} \,. \tag{8}$$

Требования к основным электрическим параметрам силовых транзисторов зачастую носят противоречивый характер. Так, требование сохранить высокое значение коэффициента усиления h_{21s} в режиме квазинасыщения транзистора при больших значениях коллекторного тока, как следует из выраження (7), сводится к обеспечению больших значений h_{21so} — порядка 100 и болле, т. е. к созданию транзистора с малым значением Q_{EO} / \mathcal{A}_E , имеющему весьма высокоомную активную базу. С другой стороны, требование достижения высоких значений граничного напряжения U_{Kso} , определяемого выражением [6]

$$U_{\kappa so} = U_{\kappa bo} / \sqrt[n]{1 + h_{21,30}}, \qquad (9)$$

вплоть до значений $U_{\rm K}_{\rm EO}$ и хороших динамических свойств при форсированном выключении прибора, наоборот, сводится к уменьшению значения h_{2190} до минимально возможных значений, т. е. к созданию базы с мимимально возможным сопротивлением слоя активной базы под эмиттером, не превышающим 1 кОм/ \Box , определяемого выражением [7]

$$\mathcal{A}_{sab} = \frac{Kt/q}{q \cdot D_{b} \cdot Q_{b0}} . \tag{10}$$

На рис. 2 приведены рассчитанные на основе выражений (6), (7— 8), (10) зависимости h_{21s} , h_{21so} , U_{KSo} / U_{KEo} и R_{saE} для тестового транзистора от ширины активной базы W_{Eo} при следующих значениях параметров: $x_{jk} = 40$ мкм, $x_{js} = 5$ мкм, P = 1 см, $W_s = 200$ мкм, $W_{Ko} = 100$ мкм, $\rho_{\kappa} = 80$ 0 м·см, $Q_s / D_s = 5 \cdot 10^{13}$ см⁻⁴ сек, $U_{Ks} = 5$ *B*, n = 4,6, $D_E = 10$ см² / сек, $N_{as} = 1,4 \cdot 10^{17}$ см⁻³, $I_{\kappa} = 0,2$ *A*, $\alpha^{-1} = 150$ мкм, характерных для силовых транзисторов.

Анализ полученных зависимостей показывает, что применение конструкции транзистора с утопленным эмиттером дает возможность без технологических трудностей, связанных с глубокой диффузией фосфора и ухудшением обратных характеристик *p-n*-переходов. регулировать эффективную глубину эмиттера, равную $x_j \mathfrak{I}_{ge} = h + x_j \mathfrak{I}$ и ширяну активной базы W_{Fo} в широком диапазоне значений, причем диффузию фосфора в эмиттер лишь на ту глубину и при такой поверхностной концентрации. при которых хорошо сочетаются инжекционные свойства эмиттера и минимальное дефектообразование. На примере расчетных зависимостей на рис. 2 можно заметить, что диапазон значений W_{Fo} в пределах от 23 до 27 мкм, выделенный пунктирами, является оптимальным, так как при этом имеется приемлемое сочетание основных параметров высоковольтного транзистора: $h_{21s} = 7 \div 8$, $U_{\kappa so} / U_{\kappa bo} = 0.5 \div 0.6$, $R_{sab} = 0.4 \div 0.7$ кОм / \Box .

Рис.2 Расчетные зависимости параметров h_{2130} , h_{213} , $U_{\kappa 30} | U_{\kappa 5}$ и R_{sab} от ширины активной базы W_{50} и глубикы вытравленного эмитерного кармана h.



Экспериментальное исследование электрических параметров опытных образцов высоковольтных транзисторов, изготовленных по схеме с утопленным эмиттером, с геометрическими и электрофизическими параметрами, близкими к расчетным, подтвердили высокую эффективность предложенной новой конструкции транзистора и хорошее совпадение расчетных и экспериментальных характеристик приборов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Пашков В. П., Павлов В. П. ФТТ, 13, 1044 (1971).

- 2. Mertens R. F. De Man H. S., Overstachen R. IEEE Trans. Electron Dev., E 20 722 (1973).
- 3. Варланян А. А., Геворкян Л. Е. В сб. п/п приборы, Таллинн, «Валгус», 151—155 (1982).
- 4. Moll Y. L., Ross Y. M. Proc. YRE, v 44, 72 (1966).
- 5. Вараснян А. А., Шабоян С. А. Изв. АН АрмССР, Физика, 19, 206 (1984).
- 6. Vower R. L. IEEE Trans. Electron Devices VED 20, 425 (1973).
- Арзуманян А. А. и др. В кн. Силовые полупроводниковые приборы, Таллини, «Валгус», 173—176 (1986).

"ሮՆԿՂՄՎԱԾ ԷՄԻՏԵՐՈՎ ՈՒԺԱՑԻՆ ՏՐԱՆՉԻՍՏՈՐԻ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔԻ ԿՈՄԲԻՆԱՑՎԱԾ ՕՊՏԻՄԻՉԱՑԻԱՑԻ ՀՆԱՐԱՎՈՐՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ա. Ս. ՇԱԲՈՅԱՆ, Ա. Ա. ՎԱՐԴԱՆՑԱՆ

Առաջարկվում է ընկղմված էմիտնրով տրանդիստորի մանրակաղմվածը, որը հնարավորու-Միուն է տալիս ակտիվ բաղայի էֆնկաիվ խորության և լայնության կարդավորում նշանակությունների լայն դիապաղոնով։ Յույց է արված առաջարկված մանրակաղմվածքի բարձր էֆեկ-տիվությունը, որը հնարավորություն է տալիս դտնել բարձրավոլտ տրանդիստորների հիմնական պարամետրերի օպտիմալ ղջուդակցումը։

ON THE POSSIBILITY OF COMBINED OPTIMIZATION OF THE STRUCTURE OF POWER TRANSISTOR WITH BURIED EMITTER

A. S. SHABOYAN, A. A. VARDANYAN

A design of a transistor with buried emitter allowing the wide-range regulation of the effective depth and width of an active base is proposed. It is shown that this design allows one to find optimum parameters of the high-voltage transistor.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 5, 252-263 (1989)

УДК 538.56;539.12

АНАЛИЗ ПЕРВЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РАБОТ ПО РЕНТГЕНОВСКОМУ ПЕРЕХОДНОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ

II часть

М. П. ЛОРИКЯН

Кафедра физики Ереванского зооветеринарного института

Р. А. САРДАРЯН , К. К. ШИХАЯРОВ

Ереванский физический институт

Представлено продолжение обзора экспериментальных работ по РПИ, опубликованного в предыдущем номере журнала «Изв. АН АрмССР, Физика», т. 24, вып. 4, 1989 г.».

11—13 марта 1970 т. на XII симпозиуме по сцинтилляционным и полупроводниковым детекторам в США профессором Юанем был представлен доклад [41]* (см. также [42]), в котором исследовалось РПИ при энергиях $E_{\theta} = 0,6-4$ ГъВ.

Использовалась установка, описанная ранее в [36]. Впервые были измерены утловые распределения и спектры РПИ, которые показаны на рис. 6 и 7, а зависимость полной внергии излучения от E_e — на рис. 8.

Рассмотрим вначале угловые распределения, полученные авторами [41]. Эти распределения, представляющие собой, на самом деле, проекции на плоскость, проходящую через ось пучка, показаны на рис. 6. Эдесь же для сравнения нами приведены проекции теоретичсских [43] угловых распределений РПИ. Видно, что наблюдаемые распределения значительношире ожидаемых.

* Нумерация литературы и рисунков является продолжением нумерации первой части обзора.

թյունների լայն դիապաղոնով։ Յույց է արված առաջարկված մանրակաղմվածքի բարձր էֆեկ-տիվությունը, որը հնարավորություն է տալիս դտնել բարձրավոլտ տրանդիստորների հիմնական պարամետրերի օպտիմալ ղջուդակցումը։

ON THE POSSIBILITY OF COMBINED OPTIMIZATION OF THE STRUCTURE OF POWER TRANSISTOR WITH BURIED EMITTER

A. S. SHABOYAN, A. A. VARDANYAN

A design of a transistor with buried emitter allowing the wide-range regulation of the effective depth and width of an active base is proposed. It is shown that this design allows one to find optimum parameters of the high-voltage transistor.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 5, 252-263 (1989)

УДК 538.56;539.12

АНАЛИЗ ПЕРВЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РАБОТ ПО РЕНТГЕНОВСКОМУ ПЕРЕХОДНОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ

II часть

М. П. ЛОРИКЯН

Кафедра физики Ереванского зооветеринарного института

Р. А. САРДАРЯН , К. К. ШИХАЯРОВ

Ереванский физический институт

Представлено продолжение обзора экспериментальных работ по РПИ, опубликованного в предыдущем номере журнала «Изв. АН АрмССР, Физика», т. 24, вып. 4, 1989 г.».

11—13 марта 1970 т. на XII симпозиуме по сцинтилляционным и полупроводниковым детекторам в США профессором Юанем был представлен доклад [41]* (см. также [42]), в котором исследовалось РПИ при энергиях $E_{\theta} = 0,6-4$ ГъВ.

Использовалась установка, описанная ранее в [36]. Впервые были измерены утловые распределения и спектры РПИ, которые показаны на рис. 6 и 7, а зависимость полной внергии излучения от E_e — на рис. 8.

Рассмотрим вначале угловые распределения, полученные авторами [41]. Эти распределения, представляющие собой, на самом деле, проекции на плоскость, проходящую через ось пучка, показаны на рис. 6. Эдесь же для сравнения нами приведены проекции теоретичсских [43] угловых распределений РПИ. Видно, что наблюдаемые распределения значительношире ожидаемых.

* Нумерация литературы и рисунков является продолжением нумерации первой части обзора.

Для определения вклада многократного рассеяния позитронов нами были рассчитаны проекции угловых распределений позитронов, многократно рассеянных в веществе радиатора. Из рис. 6 видно, что для $E_e = 1 \ \Gamma \Rightarrow B$ они полностью совпадают с экспериментальными кривыми, но при больших энергиях учет вклада многократного рассеяния не объясняет экспериментальные результаты.

угловые

распределения

Рис. б. Экспериментальные

расчетные

распределения, полученные в работах

[41, 42]. Для сравнения приведены

для РПИ и многократно рассеянных

познтронов.

угловые

4 198 30 M.P. perucmpay 20 РПИ 10 0 0.2 0.3 0.4 0.1 M.F 20 3ГэВ Эффективность 10 0 0.4 0.1 0.2 0.4 -0.3 20 2ГэВ 10 0 0.3 0.4 { FaB 32 10 0.1 0.2 0.3 0 -0.3 Угол (градусы)

Зависимость полной энергии РПИ от E_e , вычисленная нами, показана на рис. 8. Имеющие место количественные и качественные разногласия с экспериментом нам не понятны. В то же время утверждение авторов [41] о том, что экспериментальные результаты хорошо подтверждают теорию,



безосновательны, так как для расчетов они используют формулу для одной границы с учетом числа границ и поглощения излучения в радиаторе. Именно поэтому расчетная точка у авторов [41], на рис. 8, лежит выше нашей теоретической кривой.

С другой стороны, оценка авторами [36, 41] среднего числа квантов

(~ 12 при $E_e = 2 \ \Gamma_{\vartheta}B$) на выходе радиатора, основанная на экспериментальных результатах, также ошибочна. Теоретическая зависимость среднего числа квантов от E_e , вычисленная нами, приведена на рис. 9 (пунктир). Видно, что при $E_e = 2 \ \Gamma_{\vartheta}B$ на выходе радиатора ожидается в среднем 1,6 кванта, что почти на порядок меньше, чем дается в [36, 41].

Позднее, через два года, авторы [41] заменили Ge (Li) детектор на счетчик Nal (Tl) большего размера, позволяющий захватывать по углу все излучение [66] и получили зависимость эффективности регистрации пози-



Рис. 8. Зависимость интенсивности РПИ от энергии позитронов [41]. Нижняя сплошная кривая — теоретический расчет, выполненный нами для условий работы [41].

тронов от их энергии (см. рис. 9, кружочки). Это данные для эффективности мы трансформировали в средние числа квантов РПИ, и в этом качестве привели их на рис. 9 в виде экспериментальных точек. В этом случае чмеет место хорошее согласие эксперимента с теорией.



Рис. 9. Зависимость среднего числаквантов РПИ на выходе из стопки алюминиевых фольг (*m* = 231, *a* = = 25 мкм, *b* = 750 мкм) от энергин позитровов. Кружки (сплошная лииня).—экспериментальная зависимость эффективности регистрации позитронов от *E_g* [66]. Точки — экспериментальная зависимость среднего числа квантов РПИ от *E_g*, полученная нами из данных по эффективности (кружки). Пунктир — теоретическая зависимость среднего числа квантов РПИ, вычисленная нами для условий, приведенных в работе [41].

В свете вышеизложенного мы вынуждены констатировать, что в работах [36] н [41], по-видимому, имеется не учитываемый вклад от посторонных процессов.

В следующей работе [44] Юань, Вонг, Уто и Прюнстер впервые исследовали зависимость интенсивности РПИ от толщины пластии и расстояния между ними в стопке при разных энергиях позитронов. Эти результаты приведены на рис. 10 и рис. 11. Из рисунков видно, что с ростом как *a*, так и *b* интенсивность вначале растет, затем достигает насыщения. причем, чем больше энергия позитронов, тем позже достигается насыщение. В работе было проведено сравнение экспериментально полученных значений величины зоны формирования при различных у и показано удовлетворительное согласие теории с экспериментом.

В начале 1970 г. появилась работа Алиханяна, Испиряна, Оганесяна и Таманяна [45] (см. также [46]), в которой была поставлена задача исследования влияния угловой дискриминации РПИ на зависимость выхода излучения от энергии электронов. Согласно замыслу авторов этой



Рис. 10. Зависимость интенсивности РПИ от расстояния между слоями [44]. Рис. 11. Зависимость интенсивности РПИ от толщины алюминиевой фольги [44].

работы, при регистрации РПИ в ограниченном интервале утлов излучения, зависимость интенсивности от лоренц-фактора должна была усилиться. Как показано в работе [46], из теоретического анализа выражения для интенсивности РПИ на одной границе раздела двух сред следует, что при определенных соотношениях между γ^{-2} , ω_0^2/ω^2 и $\theta_{cp.}$, где $\theta_{cp.}$ угол обрезания излучения сверху, γ — зависимость интеенсивности излучения меняется от логарифмической до γ^8 , но только ценой очень существенной потери интенсивности, и при этом граничный угол должен быть значительно меньше углов, при которых интенсивность РПИ достигает насыщения.

В работе [46] для обревания угла регистрации в сцинтилляторе было сделано отверстие диаметром 0,8 см, через которое проходила частица и часть излучения, идущая под малым углом. Наружный диаметр сцинтиллятора составлял 7,6 см, он ограничивал угол регистрации сверху. Измерялась зависимость эффективности _{Лакся}. (*E*₀) регистрации электронов от

их энергии в области энергий 0,4—4 ГэВ, при этом эффективность регистрации квантов РПИ в счетчике CsI(Tl), в зависимости от их энергии, была не известна. Экспериментальные результаты приведены на рис. 12a, b, c. Эдесь же мы приводим зависимости числа фотонов РПИ от E_e на выходе радиаторов, вычисленные нами для условий этого эксперимента (сплошные кривые).

Для сравнения с теорией мы из этих теоретических кривых для $\bar{n}(E_e)$ вычислили расчетную эффективность $\eta_{pacu.}(E_e)$ по формуле $\eta(E_e) = 1 - \exp[-\bar{n}(E_e)]$ в предположении 100 % эффективности регистрации квантов РПИ. Эта зависимость приведена на рис. 12 а в виде пунктирной кривой. Видно, что кривые η_{9KCR} . (E_e) и $\eta_{pacu.}(E_e)$ -сильно отличаются как количественно, так и по виду (~60 раз при $E_e' = 1 \Gamma_9 B$ и ~10 раз при $E_e = 4 \Gamma_9 B$). Такое же сильное отличие имеет место и в других случаях.



Рис. 12. Правая шкала п — эффективность регистрации электронов. Левая шкала n — среднее число квантов РПИ. Сплошные кривые — рассчитанные нами теоретические зависимости n от E_e в указанных на рисунке угловых интервалах. Штрихпунктир — экспериментальные зависимости эффективности регистрации влектронов от E_e в тех же угловых интервалах [45, 46]. Пунктир — расчетная зависимость эффективности регистрации электронов при 100% эффективности регистрации квантов, полученная нами из кривой $n (E_e)$.

При $\eta \ll 1$ $\eta \simeq n$, и мы можем трактовать зависимость $\eta_{\text{экс н.}}$ (E_e) , как $\overline{n}_{\text{эксп}}$. (E_e) . Тогда ясно, что отношение є ординат экспериментальной \overline{n} (E_e) и расчетной $\overline{n}_{pac^{q.}}$. (E_e) кривых равно эффективности регистрации квантов в счетчике $C \ s \ l(T \ l)$. Из рис. 12 а видно, что при энергии $E_e = 1.3 \ \Gamma$ эВ эффективность $\varepsilon = 1/80$, а при $E_e = 4 \ \Gamma$ эВ $\varepsilon = 1/28$, т. е. сильно зависит от энергии электронов. Та-

12

4

11

「日本の日

кое несоответствие в значениях ε можно было бы объяснить зависимостью ε от E_e , которая, в частности, может появиться с ростом E_e из-за ужесточения спектра РПИ. Тогда можно сделать конкретный вывод, что мягкая часть спектра регистрируется хуже, чем жесткая. Однако обращение к рис. 12 в нарушает этот вывод, поскольку наблюдается прямо противоположная картина. Для радиатора с a =40 мкм при $E_e = 0.4$ ГеВ $\varepsilon \simeq 1/10$, а при $E_e = 4$ ГэВ $\varepsilon \simeq 1/50$.

Более того, в пределах рис 12b наблюдается разнобой данных для радиаторов с а = 10 мкм и а = 40 мкм. Как видно из рисунка, выход излучения, согласно расчету, для a = 40 мкм до 5 раз превышает выход для a = 10 мкм. В эксперименте же наблюдается обратная картина: данные для a = 10 мкм лежат в несколько раз выше данных для a = 40 мкм так, суммарное отличие составляет что около порядка. Непонятно также поведение экспериментальных кривых и на рис. 12b 12c. И Сопоставление этих данных для a = 10 мкм показывает их различие примерно на порядок, в то время, как соответствующие им расчетные сплошные кривые занимают почти одинаковое положение.

Таким образом, результаты обсуждаемой работы нам не удается объяснить регистрацией переходного излучения.

Отметим также, что при планировании эксперимента авторы, по-видимому, не учли многократное рассеяние электронов в веществе радиатора. Наши расчеты показывают, что углы многократного рассеяния на порядок превышают угловые размеры отверстия в счетчике Cs I (Tl).

В 1970 г., на Международной конференции по аппаратуре в физике высоких энергий, в Дубне, были доложены три экспериментальные работы по РПИ: Арутюняном, Назаряном, Торгомяном и Франгяном [47] о резонансном излучении релятивистских электронов в периодических неоднородных средах, Алиханяном, Испиряном, Канканяном, Оганесяном и Таманяном [48] о новом детекторе РПИ и Алиханяном, Гарибяном, Лорикяном и Шихляровым [49] о результатах исследования РПИ с помощью стримерной камеры. В первом докладе были представлены спектры РПИ для энергий электронов 2,8 и 3,7 ГэВ, образуемые в различных регулярных слоистых радиаторах из бумажных листов и органических пленок. Электроны после прохождения радиатора РПИ отклонялись магнитным полем и детектировались с помощью телескопа, состоящего из газового черенковского счетчика и счетчика полного поглощения. Фотоны РПИ регистрировались сцинтилляционным счетчиком NaI (Tl) в интервале частот 10-250 кэВ. На рис. 13 в качестве примера приведены спектры РПИ, полученные в [47] при помощи радиатора из бумаги с параметрами: a = 28 мкм, b = 530 мкм, число слоев m = 1050. Сплошные кривые рассчитаны авторами [47] по теории резонансного излучения [50, 51]. Экспериментальные данные во всех случаях согласуются с теоретическими расчетами.

В докладе [48] был описан детектор РПИ, основанный на принципе регистрации характеристического излучения, возникающего в газе-поглотителе РПИ. В отличие от детектора, использованного в [22], слоистая среда, состоящая из 1500 майларовых пленок (a = 10 мкм, b = 250 мкм), помещалась непосредственно в контейнер с газом-поглотителем (криптон, ксенон), окруженный 16 сцинтилляционными счетчиками Cs I (Tl), которые регистрировали характеристическое излучение. Эффективность регистрации электронов с энергиями 0,8—3,6 ГэВ достигала 21%. Позже этот детектор был изучен подробнее [52], методом Монте-Карло рассчитана зависимость эффективности регистрации электронов от их энергии в области 1,6—3,6 ГэВ. В силу тяжелых фоновых условий регистрировались события с числом характеристических квантов $l \ge 3$. При этом расчетная эф-



Рис. 13. Спектры РПИ, полученные в работе [47]; сплошные кривые — теория; \bullet — при $E_e = 2,8$ ГэВ; О — при $E_e = 3,7$ ГэВ.

Фективность достигала 45%. Экспериментальные данные были несколько ниже расчетных ,а при *l* ≥ 5 различие достигало 3 раз. На рис. 14 приведены результаты расчета и экспериментальные данные.

В докладе [49] были представлены результаты измерения методом стримерной камеры флуктуаций числа фотонов РПИ в пенопласте (l = 280 см, $\rho = 0.04$ г/см³), а также зависимость числа фотонов РПИ от энергии электронов с тем же радиатором и радиатором из майлара с m = 1700. Камера длиной 80 см содержала 10% Xe. Измерения проводились в интервале энергий 0,6—2,46 ГэВ. Авторы отмечают, что распределения фона и РПИ+фон существенно отличаются, но анализ формы этих распределений не приводится. Такой анализ, выполненный нами, показал, что обе кривые хорошо описываются распределением Пуассона. Представлена также зависимость среднего числа зарегистрированных фотонов РПИ от E_e для пенопласта. На рис. 15 показана эта зависимость. Авторы указывают, что при этих измерениях эффективность регистрации квантов была меньше, чем в остальных случаях, но конкретная величина эффективности не приводится. Поэтому мы не имеем возможности сравнить их с теорией.

Для случая майларового радиатора авторы отмечают, что наблюдается также линейная зависимость n от E_e , и при $E_e = 2,46$ ГэВ n = 1,5.

В этой же работе сообщается также о наблюдении, так называемого, «динамического излучения» в кристаллах (см. также [53]). Однако дальнейшие исследования группы Юаня показали, что в этих условиях такое излучение не наблюдается [8].





В 1971 г. Лорикян [54] предложил детектор РПИ, в котором радиатор из пенопласта (с плотностью $\rho = 0,04 \, r/cm^3$) в форме стержня длиной 160 см и диаметром 3 см был расположен по оси цилиндрической многопроволочной пропорциональной камеры с шестью анодными нитями. Электроны проходили через пенопласт параллельно его оси. Часть фотонов РПИ, образованных в пенопласте, рассеивалась в той же среде (комптоновское рассеяние) и регистрировалась в пропорциональной камере длиной 170 см. Такая геометрия практически обеспечивала телесный угол 4л для регистрации у-квантов, рассеянных в пенопласте. Пропорциональная камера была наполнена смесью Xe—10% и CH₄—90%. Все нити были объединены на вход одного усилителя. Предварительные измерения показали, что эффективность регистрации составляла $\eta = 0,6\pm0,025$ для $E_e =$ = 2,46 ГъВ. Отметим, что в этой работе не указано, как исключается фон от δ-электронов, поэтому утверждение, что регистрировалось именно РПИ не обосновано.

Поэднее методом Монте-Карло был рассчитан аналогичный детектор длиной 2 м [55], и выяснено, что увеличение днаметра радиатора слабо влияет на эффективность, а среднее число рассеянных в объеме камеры фотонов РПИ ~ 6. В 1980 г. был разработан усовершенствованный детектор аналогичной конструкции и измерены зависимости среднего числа фотонов от E_e и, в частности, при $E_e = 2,0$ ГэВ наблюден 1 фотон при $n \simeq 0.65$ [56].

В том же 1971 г. Арутюнян, Назарян, Торгомян, Франгян и Экнмян предложили детектор, в котором фотоны РПИ, выходящие на слочстой среды, образовывали характеристическое излучение в контейнере с ксеноном, помещенном внутрь кристалла Na I (Tl) [57, 58]. Характеристическое излучение регистрировалось в том же кристалле. Днаметр отверстия в кристалле был 6 см, длина кристалла 10 см. Свет собирался с обоих торцов кристалла. Измерения проводились на смешанном пионном и электронном пучке. Электроны от л-мезонов разделялись газовым пороговым черенковским счетчиком. Слоистая среда из бумажных листов имела параметры: a = 28,3 мкм, b = 532 мкм, m = 2100. Эффективность регистрации этим детектором оказалась малой (порядка 14%) и практически не зависела от энергии электрона, хотя РПИ в данных условиях заметно зависит от E_e .

Те же авторы в работе [59] (см. также [60]) приводят в относнтельных единицах спектры РПИ на выходе из пенопласта длиной 202 см ($\rho = 0.042 \text{ г/см}^3$) и радиатора из бумажных листов с параметрами a = 28 мкм, b = 532 мкм, m = 2100 при энергии электронов 2,8 ГэВ. Заметим, что эти спектры совершенно не похожи на спектры РПИ в той же работе, а сравнить их с теорней мы не смогли, так как не известно, в каких условиях они измерялись.

Прежде чем перейти к дальнейшему обсуждению, отметим, что в описанных выше работах, кроме экспериментов со стримерной камерой. РПИ и проходящая частица предварительно отделялись друг от друга и регистрировались отдельно в разных счетчиках.

Впервые измерение РПИ и ионизации, образованной в одном и том же пропорциональном счетчике первичной частицей, было осуществлено в 1971 г. Уто, Юанем, Деллом и Вонгом [61] с помощью детектора, который представлял собой многомодульное устройство, состоящее из многопроволочных пропорциональных камер (МПК) и радиаторов РПИ, установленных друг за другом в чередующемся порядке на пути частицы. Отметим, что впервые детектор такой конфигурации был предложен в 1970 г. [62]. В описываемом детекторе в качестве радиаторов РПИ использовались пенопласт с плотностью $\rho = 0,025$ т/см³, слоистые среды из майлара и алюминиевых фольт. Энергия электронов составляла E = 10 ГэВ. Исследовались двух и четырехмодульные детекторы. МПК имели толщину 4,4 см и наполнялись смесью Аг — 90% и СН4 — 10%. На рис. 16 приведены результаты измерений в случае четырехмодульного детектора. Точками показано распределение сигналов от МПК, полученное без радиатора РПИ. Кружками показаны результаты измерений, когда были установлены радиаторы из пенопласта толщиной по 12,5 см в каждом модуле. Авторы указывают, что вклад РПИ составляет ~ 40%.

В докладе на 12 Международной конференции по космическим лучам Юань [63], наряду с результатами, опубликованными в [61], представил данные по суммарному выходу РПИ, полученные при помощи кристаллического детектора Na1 (Tl) на 10-ГъВ-м Корнельском ускорителе ълектронов. Были изучены радиаторы, составленные из алюминиевых фольг различной толщины (a = 6,35 мкм; 12,5 мкм; 50,8 мкм; 127 мкм) с m = 100. Измерены спектры РПИ, полученные при помощи каждого из перечисленных радиаторов при $E_{\sigma} = 10$ ГъВ. Сранивались спектры, образованные при помощи радиаторов, составленных из майларовых пленок (a = 50,8мкм) и алюминиевых фольг (a = 26,4 мкм) с m = 231, которые оказались достаточно близкими.

Рис. 16. Энерговыделение в четырехмодульном ионизационном детекторе РПИ [61]; ● — распределение сигналов, полученное без радиатора; О — с радиатором РПИ (пенопласт).



a work have -

В другом докладе на той же конференции Юань [64] представил результаты, полученные также на Корнельском ускорителе при помощи твердотельного Ge (Li)-детектора γ -квантов. Электроны отделялись от излучения при помощи магнитного поля. В качестве радиаторов использовались стопки из алюминиевых фольг, майларовых пленок и пенопласта. Была изучена относительная интенсивность РПИ в зависимости от параметра b в области от 25,4 до 4191 мкм при $E_e = 6$ и 10 ГэВ. В обоих случаях, уже при $b \simeq 1270$ мкм, достигается насыщение излучения. Такая же зависимость, что и в [44], выхода РПИ от толщины алюминиевой фольги, наблюдалась при энергии электронов 6 ГэВ. Наконец, были получены спектры РПИ для различных радиаторов: из алюминиевой фольти и майларовых пленок (a = 25,4, m = 231), а также двух брусков пенопласта толщиной 12,5 и 43,75 см (рис. 17).

Наиболее перспективным методом регистрации РПИ оказался метод многомодульных детекторов, впервые исследованный в работе [61]. В следующей работе [65] Юань, Уто, Делл, Олли развили этот метод и исследовали 25-модульный РПИ-детектор с радиатором из пенопласта толщиной по 13,25 см в каждом модуле. МПК имели толщину 2,2 см и были наполнены смесью Аг — 90% и CH₄ — 10%. Энергетическое разрешение камер для $E_{\tau} = 6$ кэВ составляло ~ 20%. Было использовано устройство. рассчитывающее геометрическое среднее сигналов от всех модулей, что позволило избавиться от «хвоста» распределения Ландау ионизационных потерь. В свою очередь это дало возможность в принципе разделять эффективно частицы с разными значениями лоренц-фактора у. В работе также показано, что относительное смещение спектра, обусловленное РПИ, образующимся в пенопласте толщиной 13,25 см в данной многомодульной системе, линейно растет с ростом у-фактора.

В работе Юаня, Вонга, Делла и Уто [66] РПИ-детектор был использован в время-пролетной системе. На вторичном пучке Брунхевенского ускорителя, который содержал позитроны, л-, К-мезоны и протоны с энергией 2 ГэВ, было показано, что РПИ-детектор (стопка из 231 майларовой



пленки толщиной 25,4 мкм и расстоянием между пленками 812,8 мкм) может работать подобно пороговому черенковскому счетчику и был успешно использован в этой детектирующей системе вместо черенковского счетчика. Частицы тяжелее электронов смешанном 2-ГэВ-м вучке при этом эффективно разделяются, причем эффективность «переходного счетчика» почти линейно зависит от у-фактора и достигает 80% при энергии 2 ГэЕ (см. рис. 9, кружочки).

ЛИТЕРАТУРА

- 41. Yuan L. C. L. IEEE Trans. Nucl. Sci., 17, No. 3, 24 (1970).
- 42. Yuan L. C. L., Wang C. L., Uto H., Prunster S. Phys. Lett., 31B, 603 (1970).
- 43. Гришин В. М., Котенко П. П., Мерзон Г. И., Чечин В. А. ФИАН СССР ны. П. Н. Лебедева, Препринт № 201, 1977.
- 44. Yuan L. C. L., Wang C. L., Uto H., Prunster S. Phys. Rev. Lett., 25, 1513 (1970
- 45. Алиханян А. И., Испирян К. А., Оганесян А. Г., Таманян А. Г. Песьма в ЖЭТФ, 11, 347 (1970).
- Alikhanian A. I., Ispirian K. A., Oganessian A. G., Tamanian A. G. NIM, 89 147 (1970).

47. Арутюнян Ф. Р., Назарян А. А., Торгомян Г. Б., Франіян А. А. Труды Международной конференции по аппаратуре в физике высоких энергий (Дубиа, 1970), т. 2, 530 (1971).

48. Алиханян А. И., Испирян К. А., Канканян С. А., Оганесян А. Г., Таманян А. Г. Труды Международной конференции по аппаратуре в физике высоких энергий (Дубна, 1970), т. 2, 538 (1971).

- Алиханян А. И., Гарибян Г. М., Лорикян М. П., Шихляров К. К. Труды Международной конференции по аппаратуре в физике высоких энергий (Дубна, 1970), т. 2, 542 (1971).
- 50. Тер-Микаелян М. Л. ДАН СССР, 134, 318 (1960).
- 51. Тер-Микаелян М. Л., Газазян А. Д. ЖЭТФ, 39, 1963 (1960).
- -52. Алиханян А. И., Испирян К. А., Канканян С. А., Оганесян А. Г., Таманян А. Г. ПТЭ, № 5, 51 (1972)
- 53. Алиханян А. И., Гарибян Г. М., Лорикян М. П., Шихляров К. К. Письма в ЖЭТФ. 13, 201 (1971).
- 54. Лорикян М. П. ПТЭ, № 3. 73 (1971).
- 55. Лорикян М. П., Шихляров К. К., Яралов В. Я. Научное сообщение ЕФИ-31 (73) Ереван, 1973.
- 56. Астабатян Р. А., Григорян К. Р., Лорикян М. П., Маркарян К. Ж. ПТЭ, № 2, 75 (1980).
- 57. Арутюнян Ф. Р., Назарян А. А., Торгомян Г. Б., Франгян А. А., Экимян Г. А. ДАН АрмССР, 53, вып. 1, 11 (1971).
- Franghian A. A., Hurutjunian F. R., Hekimian G. A., Nasarian A. A., Torgomian G. B. Phys. Lett., 348, 227 (1971).
- 59. Арутюнян Ф. Р., Кишиневский В. П., Назарян А. А., Торгомян Г. Б., Франгян А. А. ДАН АрмССР, 52, вып. 4, 216 (1971).

60. Franghian A. A., Harutjunian F. R., Nasarian A. A. Proc. 12th Int. Conf. on Cosmic Rays, Hobart, vol. 4, 1513 (1971).

61.- Uto H., Yuan L. C. L., Dell G. F., Wang C. L. NIM 97, 389 (1971).

- Ellsworth R. W., MacFall J., MacKleon P. K., Todh G. B. Techn. Rep., 71-019, Univ. of Maryland, 1970.
- Yuan L. C. L. Proc. 12th International Conf. on Cosmic Rays, Hobart, vol. 4, 1505 (1971).
- Yuan L. C. L. Proc. 12th International Conf. on Cosmic Rays, Hobart, vol. 4, 1499 (1971).
- L. Yuan L. C. L., Uto H., Dell G. F., Allay P. W. Phys. Lett., 40B, 689 (1972).
 Wang C. L., Dell G. F., Uto H., Yuan L. C. L. Phys. Rev. Lett., 29, N. 12, 814 (1972).

ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՏԻՐՈՒՅԹՈՒՄ ԱՆՑՈՒՄԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՑԹՄԱՆ ԱՌԱՋԻՆ ՓՈՐՁԱՐԱՐԱԿԱՆ ԱՇԽԱՏԱՆՔՆԵՐԻ ՎԵՐԼՈՒԾՈՒՄԸ

Ռ. Ա. ՍԱՐԴԱՐՑԱՆ Կ. Կ. ՇԻԽԼՑԱՐՈՎ Մ. Պ. ԼՈՐԻԿՑԱՆ,

Նեկալացված է ռենտգենլան տիրուլթում անցումալին ճառագալթման ուսումնասիրման ղարգացման առաջին տարիներին կատարված էջսպիրիմենտալ աշխատանջների մեկնաբանումը։ Աշխատանջը կաղմված է երեջ մասից նրա առաջին մասը հրատարակված է այս պարբերկանի նխորդ համարում, իսկ երրորդ մասը կհրատարակվի հաջորդ համաում։

THE ANALYSIS OF PIONEERING EXPERIMENTAL WORKS ON X--RAY TRANSITION RADIATION

Part II

M. P. LORIKYAN

Department of Physics, Yerevan Zooveterinary Institute

R. A. SARDARYAN, K. K. SHIKHLYAROV

Yerevan Physics Institute

A continuation of the review of experimental works on XTR published in the previous issue of "Izvestia AN Arm. SSR, Fizika, is presented.

ВСЕСОЮЗНОЕ АГЕНТСТВО ПО АВТОРСКИМ ПРАВАМ (ВААП)

Вниманию авторов, обращающихся в ВААП по вопросам выплаты гонорара за перепечатку за рубежом статей, опубликованных в советских журналах

I. ОФОРМЛЕНИЕ СПРАВОК-ЗАЯВЛЕНИЙ

Для получения гонорара автору необходимо оформить и выслать в ВААП справкузаявление автора.

СПРАВКА-ЗАЯВЛЕНИЕ оформляется:

на листе бумаги стандартного формата;

на пишущей машнике или печатными буквами от руки;

на каждое наименование журнала и год его издания;

с указанием следующих необходимых для расчета данных:

- 1. Фамилия, имя, отчество (полностью)
- 2. Год рождения

3. Налнчие детей

4. Домашний адрес (с почтовым индексом, по прописке в паспорте)

5. Телефоны (служебный, домашний)

6. Выходные данные статьи:

- наименование журнала

— год издания

— раздел или серия (для ДАН, Изв. АН СССР, ВМУ, ВЛУ, ИзВУЗ)

TOM

— номер

— страницы статьи

7. Форма получения гонорара — указать нужное:

— на текущий счет типа «В» — № . . .

(только в свободноконвертируемой валюте, наименование учреждения банка, в котором открыт счет;

счет № . . . в . . .

- (наименование банка)
- почтовым переводом
- в жассе ВААП
- Льготы по подоходному налогу: удостоверение участника (инвалида) Великой Отечественной войны — указать серию, номер удостоверения, когда и каким учреждением выдано.
- 9. Дата

10. Личная подпись

II. СРОКИ ВЫПЛАТЫ ГОНОРАРА

Выплата авторского гонорара начинается через 2 года и заканчивается через 4 года после выхода последнего номера журнала в СССР (например, выплата гонорара за перепечатку статей, опубликованных в журналах в 1988 г., будет производиться с 1 январа 1991 г. по 30 декабря 1992).

III. ПОРЯДОК ОТКРЫТИЯ ТЕКУЩЕГО СЧЕТА ТИПА «В» И ПОСЛЕДУЮЩИХ РАСЧЕТОВ

1. Счет типа «В» открывается по месту жительства автора:

а) для авторов, проживающих в Москве и Московской области, — во Внешэкономбанке СССР (г. Москва, ул. Чкалова, 14/16);

б) для авторов, проживающих в городах Ленинград, Вильнюс, Выборг, Ереван, Измаил, Кнев, Кишинев, Львов, Минск, Находка, Новороссийск, Одесса, Сочи, Таллини, Ужгород, Унгены, Хабаровск, Ялта, в отделениях Внешэкономбанка СССР; в) для остальных авторов — в банковских учреждениях, занимающихся иностранными операциями, расположенных в столицах союзных республик и областных центрах РСФСР (наименование банка, в адрес которого направлен перевод для открытия счета типа «В», сообщается автору в извещении ВААП).

- Авторам, проживающим в Москве и Московской области и желающим открыть счет типа «В» в ВЭБ СССР, к справкам-заявлениям необходимо приложить заявление на открытие счета, оформленное в соответствии с образцом.
- 3 По правилам Внешэкономбанка СССР, счет типа «В» открывается с суммы автор-
- ского гонорара, превышающей 25 инвалютных рублей (после удержания налогов).
- 4. По открытии счета и получении его номера автор должен оформлять все последую щие справки-заявления с указанием номера счета и наименования учреждения банка, где открыт этот счет.
- 5. Если в справке-заявлении автора указана форма выплаты гонорара «на счет типа «В-новый», а открыть указанный счет ввиду недостижения суммы гонорара 25 инв. руб. не представляется возможным, сумма, срок хранения в ВААП которой истекает, выплачивается автору в рублях в порядке, предусмотренном в п. IV.

IV. ПОРЯДОК ВЫПЛАТЫ АВТОРСКОГО ГОНОРАРА В РУБЛЯХ

Выплата гонорара «в рублях» производится с применением расчетного коэффициента 4,6.

V. ПРИМЕЧАНИЯ

 Отделения Внешэкономбанка СССР и банки, упомянутые в п. III, 1 в. по поступлении в их адрес перевода из ВААП вызывают автора в учреждение банка и оформляют открытие счета типа «В» в его присутствии.

Номер открытого счета типа «В» автор должен сообщить в ВААП.

 Переводные экземпляры журналов направляются иностранными издательствами в редакции советских журналов.

 Иностранному издателю предоставлено право не перепечатывать до 15% матерязлов, помещенных в советском журнале.

ЗАЯВЛЕНИЕ

Прошу открыть мне текущий счет типа «В» во Внешэкономбанке СССР, г. Москва. Платежи с текущего счета прошу производить на основании письменных распоряжений, подписанных мною (моим доверенным лицом).

Об изменении адреса буду ставить в известность в письменной форме.

Собственноручную подпись тов. . .

(подпись владельца счета) . удостоверяю

М.П. (подпись должностного лица, заверяющего подпись) Фамилия, И.О. лица, заверяющего подпись автора

Справки-заявления направлять:

— почтой по адресу: 103670, Москва, К-104; Б. Брочная, ба, ВААП

- либо в отдел расчетов по журналам-Москва Малая Бренная, д. 19, кож. 306.

Тел.: 203-59-53.

ВСЕСОЮЗНОЕ АГЕНТСТВО ПО АВТОРСКИМ ПРАВАМ НАПОМИНАЕТ, ЧТО срок обращения авторов в Агентство по гонорарам за переиздание журналов 1985 г. истекает 1 ноября 1989 г., по журналам 1986 г.— 1 ноября 1990 г. и т. д.

Пропуск авторами сроков направления в ВААП справок-заявлений влечет за собой перечисление невостребованных сумм в доход государства и утрату автослми права на их получение.

Расчет и выплата гонорара производится в течение года, в котором в ВААП поступила справка-заявление.

сизчичиъ иих чъспъюзпъъъсръ ичичевтьизъ БСДБЧИЧЪГ БЪДБЧИЧЪГ МЗВЕСТИЯ академии наук армянской сср ФИЗИКА

СОДЕРЖАНИЕ

В. А. Давыдов, Г. В. Джандиери. Об излучении неподвижных источ-	1
ников в опраниченных нестационарных изотропных средах .	209
W. A. Approvan, C. M. Fandara, C. M. Borastan, B. Borastan, S. Borastan, C. M.	215
К. Е. Асагрян, Н. В. Табирян. Варнация свободной энергин диспер-	213
гнрующей среды в квазимонохроматическом световом поле	219
О. В. Гарибян, А. Г. Григорян, Ю. С. Чилингарян. Прямая оптиче-	
ски управляемая пространственно-амплитудная модуляция све-	
та в условнях полного внутреннего отражения от праницы стек-	100
ло-НЖК	224
Г. Г. Демирханян, С. С. Озанесян, Ф. П. Сафарян. Вычисление интен-	
KONCEPTIN CHERTPERSIAN ANNUAL APPROXIMA AND AND AND AND AND AND AND AND AND AN	227
д, эт. отвисски и определению формы сверакоротких световых им-	233
Т. А. Папазян, А. К. Саакян, Р. Ж. Хачатрян. Пикосекундный ВКР	
преобразователь частоты в молекулярном водороде	238
Г. А. Марикян. Излучение зависимости барометрического ко-	
эффициента нейтронного супермонятора от давления	243
А. С. Шабоян, А. А. Барданян. О возможности комоннированной	
• оптимизации структуры силового транзистора с утопленным	
BMHTTEDOM	241
М. П. Лорикян, Р. А. Сардарян , К. К. Шихляров. Анализ первых	
экспериментальных работ по рентгеновскому переходному излу-	The second
ченню. П часть	252
Вниманию авторов! Всесоюзное агентство по авторским правам (ВАА	(II)

TOM 24 BEINVCK 5 1989

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Վ. Ա. Դավիդով, Գ. Վ. Ջանդիերի. Սահմանափակ ոչ ստացիոնար իղոտրոպ միջա-	
վայրերում անշարժ աղբյուրների մառագայինան մասին	209
է. Հ. Հաrությունյան, Ս. Խ. Գալոյան, Ս. ۹. Պողոսյան. s-ալիքատարևերի բեկման	
ցուցիչի պրոֆիլի որոշման խնդրի Ճշգրիտ լուծումը	215
4. b. Uuumrjus, b. 4. Muphrjus. Relughanunpundumhy incompto quemos que-	
պերսող միջավայրի ազատ էներգիայի վարիացիան	219
0. 4. Aurhpyma, U. 4. 4rhqnryma, 3ni. U. 2hihaquryma. Inijuh wadhewhwa ouwh-	
կայով ղեկավարվող տարածա-ամպլիտուղային մողուլյացիան ապակի-նՀԲ սա:-	
մանից լրիվ ներթին անդրադարձման պայմաններում	224
Գ. Գ. Գեմիբխանյան, Ս. Ս. Հովճաննիսյան, Ֆ. Պ. Սաֆաբյան. Խառևուրդային դիելեկ-	
ատիկ բյուրեղների սպեկարալ գծերի ինտենսիվությունների հաշվարկը	227
4. I. Indhubbhugub. Abphung incomphe hamnigeteph wheel unaged	233
. Ա. Փափազյան, Ա. Կ. Սանակյան, Ռ. Ժ. Խաչատույան. Մոլեկուլյար ջրածնում, սաի-	
պողական կոմբինացիոն ցրմամբ, Հաճախականությունների պիկովայրկանային	
<i>վերափոխիչ</i>	238
3ni. P. Ադիլխանյան, Վ. W. Բաբայան, Ա. U. Բեգլաւյան, Ն. W. Բոստանջյան,	
4. U. Uurphymu. Ohmpnbuifi ununhpundhunph pupnahuphh anpouhgh shindhy	
	243
u. o. oupajmu, u. u. qurquuguu. Luquaque fahmupad ardughu mpubahumaph im-	
ungiunden handenangen bil Therman are is a set of the	247
0. 4. (arfidiwa, ir. o. ourigarijaa, 4. 4. opuljarad. iraamaalina mignaifenai	
ղակեր ջաստվակետար առաջեր փակզահակարի աշխատարերթեի վերքուցումն	
	200