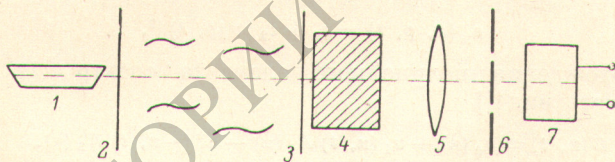


ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЭФФЕКТА НЕЛИНЕЙНОГО УСИЛЕНИЯ МАЛОУГЛОВОГО РАССЕЯНИЯ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СЛАБЫХ ОПТИЧЕСКИХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ

Ю. И. Копилевич, Н. Н. Розанов,
В. А. Смирнов и Г. Б. Социлин

Изучена возможность использования явления мелкомасштабной самофокусировки для усиления с целью последующей регистрации, малоуглового рассеяния. Рассмотрен прибор теневого типа с кольцевой диафрагмой и проанализированы перспективы использования такого прибора для исследования слабой турбулентности. Показано, что использование нелинейного элемента в теневом приборе приводит к заметным преимуществам.

Как известно [1], в средах с нелинейным показателем преломления распространение плоской волны неустойчиво по отношению к развитию возмущений со сравнительно малыми пространственными масштабами (так называемая «мелкомасштабная самофокусировка»). Амплитуды возмущений растут за счет перекачки в них энергии основной волны. Поэтому среду с нелинейным показателем преломления, находящуюся в поле интенсивного излучения, можно рассматривать как усилитель возмущений профиля пучка. Естественно попытаться использовать нелинейные явле-



ния для усиления сигналов, получаемых при рассеянии слабыми оптическими неоднородностями. В частности, необходимость в этом возникает при изучении вязко-конвективного интервала турбулентности в жидкости и газе оптическими методами [2]. Отметим, что возможность использования нелинейного усиления для увеличения контраста слабых изображений экспериментально изучалась в работе [3], где было показано, что применение нелинейного элемента приводило к увеличению контраста в 20 раз.

В настоящей работе изучается возможность использования явления мелкомасштабной самофокусировки для усиления с целью последующей регистрации слабого малоуглового рассеяния. Мы будем рассматривать теневой прибор, в котором используется элемент, обладающий нелинейным показателем преломления, и проанализируем перспективы использования такого прибора при исследовании слабой турбулентности в различных средах.

Схема прибора изображена на рисунке. Световой пучок от осветителя 1 проходит слой исследуемой среды толщины L между плоскостями 2 и 3 и попадает на нелинейный элемент 4 (кювета, заполненная соответст-

ющим веществом). Вышедший из кюветы свет отображается собирающей линзой 5 в ее фокальную плоскость 6 (теневую плоскость), в которой расположена теневая диафрагма. Пршедший теневую диафрагму свет попадает на фотоприемник 7. В дальнейшем под «сигналом прибора» понимается величина потока световой энергии, падающего на фотоприемник.

Введем декартовы координаты x, y, z так, что ось x совпадает с оптической осью прибора; плоскости 2 соответствует $x=0$, плоскости 3 — $x=L$. Пусть для простоты световое поле, созданное осветителем 1, при отсутствии неоднородностей в исследуемом объеме представляет собой плоскую волну

$$v_0(x, \rho) = ae^{ikx}, \quad \rho = (y, z),$$

k — волновое число используемого света. Предполагаем, что длина объема L и интенсивность турбулентности достаточно малы, так что для нахождения поля в присутствии неоднородностей можно пользоваться приближением Борна [4]. Тогда поле на плоскости 3 имеет вид

$$v(\rho, t) = v_0(L, \rho) + v_1(L, \rho, t), \quad (1)$$

где $v_1(x, \rho, t)$ — первый член ряда теории возмущений по степеням малых отклонений ε' диэлектрической проницаемости среды

$$\varepsilon(x, \rho, t) = 1 + \varepsilon'(x, \rho, t)$$

от среднего значения $\langle \varepsilon \rangle = 1$. (Здесь и далее символ $\langle \cdot \rangle$ означает усреднение по ансамблю реализаций случайной среды).

Произведем в (1) преобразование Фурье по переменной ρ

$$u(x, t) \equiv \frac{1}{2\pi} \int v(\rho, t) e^{i\rho\rho} d\rho = u_0(x) + u_1(x, t), \quad (2)$$

где

$$u_0(x) = 2\pi a e^{ikL} \delta(x), \quad u_1(x, t) = \frac{1}{2\pi} \int e^{i\rho\rho} v_1(L, \rho, t) d\rho. \quad (3)$$

Нелинейная среда, заполняющая объем 4, характеризуется зависимостью диэлектрической проницаемости ε_n от интенсивности падающей волны

$$\varepsilon_n(x, \rho, t) = \varepsilon_0 + \varepsilon_2 |v(\rho, t)|^2.$$

После прохождения нелинейного элемента спектр $\tilde{u}(x, t)$ светового поля будет иметь вид [1]

$$\tilde{u}(x, t) = u_0(x) + u_1(x, t) A_1(x) - u_1^*(-x, t) A_2(x). \quad (4)$$

Здесь

$$\left. \begin{aligned} A_1(x) &= \frac{i}{x\sqrt{2B-x^2}} \left[(x^2-B) \operatorname{sh} \left(\frac{x\sqrt{2B-x^2}}{2k} X \right) - ix\sqrt{2B-x^2} \operatorname{ch} \left(\frac{x\sqrt{2B-x^2}}{2k} X \right) \right], \\ A_2(x) &= -\frac{iB}{x\sqrt{2B-x^2}} \operatorname{sh} \left(\frac{x\sqrt{2B-x^2}}{2k} X \right), \end{aligned} \right\} (5)$$

X — длина объема, заполненного нелинейной средой. Величина B определяется через параметры среды и падающего света по формуле $B = k^2 \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_0} |a|^2$. Вид коэффициентов A_1 и A_2 выписан в (5) для наиболее важного случая $x^2 < 2B$, отвечающего области неустойчивости плоской волны [1].

В случае идеальной бесконечной линзы 5 поле в теневой плоскости 6 совпадало бы с выражением (4) с точностью до несущественного для дальнейшего множителя, равного по модулю единице. При этом Фурье-координаты x связаны с координатами $\rho = (y, z)$ формулой $x = k\rho/f$, где f — фокусное расстояние линзы 5. Для линзы с конечным зрачком поле $w(x, t)$ на плоскости 6 связано с $\tilde{u}(x, t)$ соотношением

$$w(\mathbf{x}, t) = \frac{N}{2\pi} \int \chi(\mathbf{x} - \mathbf{x}_1) \bar{u}(\mathbf{x}_1, t) d\mathbf{x}_1, \quad (6)$$

в котором N — множитель, равный по модулю единице, а $\chi(\mathbf{x})$ — преобразование Фурье от функции пропускания линзы $\bar{5}$ по интенсивности.

Рассмотрим среднее значение сигнала рассматриваемого прибора $S(t)$

$$\langle S(t) \rangle = \int \Sigma(\mathbf{x}) \langle |w(\mathbf{x}, t)|^2 \rangle d\mathbf{x}, \quad (7)$$

где $\Sigma(\mathbf{x})$ — функция пропускания по интенсивности теневой диафрагмы. Подставляя в (7) выражение (6), с учетом (4), (5) получим

$$\begin{aligned} \langle S(t) \rangle &= \frac{1}{(2\pi)^2} \int \Sigma(\mathbf{x}) |a|^2 |\chi(\mathbf{x})|^2 d\mathbf{x} + \frac{1}{(2\pi)^2} \int d\mathbf{x} \Sigma(\mathbf{x}) \int d\mathbf{x}_1 \chi(\mathbf{x} - \mathbf{x}_1) \times \\ &\times \int d\mathbf{x}_2 \chi(\mathbf{x} - \mathbf{x}_2) [A_1(\mathbf{x}_1) A_1^*(\mathbf{x}_2) \langle u(\mathbf{x}_1, t) u^*(\mathbf{x}_2, t) \rangle + A_2(\mathbf{x}_1) A_2^*(\mathbf{x}_2) \langle u^*(-\mathbf{x}_1, t) \times \\ &\times u(-\mathbf{x}_2, t) \rangle - A_1(\mathbf{x}_1) A_2^*(\mathbf{x}_2) \langle u(\mathbf{x}_1, t) u(-\mathbf{x}_2, t) \rangle - A_1^*(\mathbf{x}_2) A_2(\mathbf{x}_1) \langle u^*(-\mathbf{x}_1, t) \times \\ &\times u^*(\mathbf{x}_2, t) \rangle] + \frac{1}{(2\pi)^2} \int d\mathbf{x} \Sigma(\mathbf{x}) \int d\mathbf{x}_1 \chi(\mathbf{x} - \mathbf{x}_1) \chi^*(\mathbf{x}) a^* [A_1(\mathbf{x}_1) \langle u(\mathbf{x}_1, t) \rangle - \\ &- A_2(\mathbf{x}_1) \langle u^*(-\mathbf{x}_1, t) \rangle] + \frac{1}{(2\pi)^2} \int d\mathbf{x} \Sigma(\mathbf{x}) \int d\mathbf{x}_2 \chi^*(\mathbf{x} - \mathbf{x}_2) \chi(\mathbf{x}) a [A_1^*(\mathbf{x}_2) \langle u^*(\mathbf{x}_2, t) \rangle - \\ &- A_2^*(\mathbf{x}_2) \langle u(\mathbf{x}_2, t) \rangle]. \end{aligned} \quad (8)$$

В рассматриваемом случае плоской волны входящие в (8) первые и вторые моменты полей $u(\mathbf{x}, t)$, $u^*(\mathbf{x}, t)$ в предположении стационарности и однородности турбулентного поля $\varepsilon'(x, \rho, t)$ вычисляются достаточно просто

$$\left. \begin{aligned} \langle u(\mathbf{x}_1, t) u^*(\mathbf{x}_2, t) \rangle &= 2\pi^3 k^2 |a|^2 L \delta(\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2) \Phi_\varepsilon(\mathbf{x}_1), \\ \langle u(\mathbf{x}_1, t) u(\mathbf{x}_2, t) \rangle &= -2\pi^3 k^2 a^2 \delta(\mathbf{x}_1 + \mathbf{x}_2) \Phi_\varepsilon(\mathbf{x}_1) \frac{1 - \exp\left\{iL \frac{\mathbf{x}_1^2}{k}\right\}}{i \frac{\mathbf{x}_1^2}{k}} \exp\{2ikL\}, \\ \langle u(\mathbf{x}, t) \rangle &= -\frac{1}{2} \pi^2 k^2 a L \exp\{ikL\} \delta(\mathbf{x}) \int \Phi_\varepsilon(\eta) d\eta. \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

В формулах (9) $\eta = (\eta_y, \eta_z)$, $\Phi_\varepsilon(\eta) \equiv \Phi_\varepsilon(0, \eta_y, \eta_z)$ и

$$\begin{aligned} \Phi_\varepsilon(\eta_x, \eta_y, \eta_z) &\equiv \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{\infty} dx e^{-i\eta_x x} \int d\rho e^{-i(\eta_y y + \eta_z z)} \times \\ &\times \langle \varepsilon'(x_0, \rho_0, t) \varepsilon'(x_0 + x, \rho_0 + \rho, t) \rangle \end{aligned} \quad (10)$$

энергетический спектр флуктуаций диэлектрической проницаемости ε' [2, 5].

Легко убедиться, что первое слагаемое в правой части формулы (8)

$$S_0 \equiv \frac{1}{(2\pi)^2} \int \Sigma(\mathbf{x}) |a|^2 |\chi(\mathbf{x})|^2 d\mathbf{x} \quad (11)$$

совпадает с величиной сигнала прибора при отсутствии неоднородностей в исследуемом объеме. Подставляя (9) в (8) и используя (11), имеем

$$\begin{aligned} \langle S \rangle - S_0 &= \frac{1}{(2\pi)^2} 2\pi^3 k^2 \int d\mathbf{x} \Sigma(\mathbf{x}) \int d\mathbf{x}_1 \Phi_\varepsilon(\mathbf{x}_1) |\chi(\mathbf{x} - \mathbf{x}_1)|^2 \left\{ L |a|^2 (|A_1(\mathbf{x}_1)|^2 + \right. \\ &+ |A_2(\mathbf{x}_1)|^2) + 2 \operatorname{Re} \left[a^2 A_1(\mathbf{x}_1) A_2^*(\mathbf{x}_1) \exp(2ikL) \frac{1 - \exp\left(iL \frac{\mathbf{x}_1^2}{k}\right)}{i \frac{\mathbf{x}_1^2}{k}} \right] \right\} - \\ &- \pi^2 k^2 L S_0 \operatorname{Re} \left[A_1(0) e^{ikL} - \frac{a^2}{|a|^2} e^{ikL} A_2^*(0) \right] \int \Phi_\varepsilon(\eta) d\eta. \end{aligned} \quad (12)$$

Положим

$$\chi(x) = \frac{D^2}{2} \exp\left(-\frac{x^2 D^2}{4}\right), \quad (13)$$

что соответствует выбору функции пропускания линзы по интенсивности в виде

$$\bar{\chi}(\rho) \equiv \frac{1}{2\pi} \int \chi(x) e^{-ix\rho} dx = \exp\left(-\frac{\rho^2}{D^2}\right).$$

Последнее выражение является удобным приближением к функции пропускания круглого зрачка радиуса D . В дальнейшем ограничимся рассмотрением случая изотропной турбулентности, когда спектр Φ_ε зависит только от модуля своего аргумента ($\Phi_\varepsilon(\eta) \equiv \Phi_\varepsilon(|\eta|)$). В этом случае после подстановки (13) в (12) можно проинтегрировать по углам

$$\begin{aligned} \langle S \rangle - S_0 &= \frac{\pi k^2}{2} E_0 D^2 \int dx \Sigma(x) \int_0^\infty dx_1 x_1 \Phi_\varepsilon(x_1) I_0(x x_1 D^2) \exp\left(-\frac{x^2 + x_1^2}{2} D^2\right) \times \\ &\times \left\{ L(|A_1(x_1)|^2 + |A_2(x_1)|^2) + 2 \operatorname{Re} \left[\frac{a^2}{|a|^2} A_1(x_1) A_2^*(x_1) \exp(2ikL) \times \right. \right. \\ &\times \left. \left. \frac{1 - \exp\left(iL \frac{x_1^2}{k}\right)}{i \frac{x_1^2}{k}} \right] \right\} - \pi k^2 L S_0 \operatorname{Re} \left[\exp(ikL) \left(A_1(0) - \frac{a^2}{|a|^2} A_2^*(0) \right) \right] \int_0^\infty \Phi_\varepsilon(\eta) \eta d\eta. \quad (14) \end{aligned}$$

В формуле (14) $I_0(z)$ — функция Бесселя от мнимого аргумента нулевого порядка; символом E_0 обозначен поток световой энергии через линзу при отсутствии неоднородностей

$$E_0 = \pi |a|^2 D^2 = |a|^2 \int \exp\left(-\frac{x^2}{D^2}\right) dx. \quad (15)$$

В качестве теневой диафрагмы возьмем непрозрачную пластинку с вырезом в виде круговой щели радиуса ξ и шириной δ . Соответствующая функция пропускания $\Sigma(x)$ есть

$$\Sigma(x) = \Delta(x - \xi), \quad \Delta(x) = \begin{cases} 1 & |x| \leq \delta, \\ 0 & |x| > \delta. \end{cases} \quad (16)$$

Подставим (16) в (14) и устремим эффективный радиус D линзы ξ к бесконечности, одновременно уменьшая амплитуду волны a так, чтобы величина потока E_0 [выражение (15)] оставалась постоянной. Учитывая, что

$$\lim_{D \rightarrow \infty} D^2 I_0(x_1 x D^2) \exp\left(-\frac{x^2 + x_1^2}{2} D^2\right) = \frac{1}{\sqrt{x_1 x}} \delta(x_1 - x)$$

и

$$\lim_{D \rightarrow \infty} S_0 = \lim_{|a|^2 \rightarrow 0} S_0 = 0, \quad E_0 = \text{const},$$

получим

$$\begin{aligned} \langle S \rangle \Big|_{E_0 = \text{const}}^{D \rightarrow \infty} &= \pi^2 k^2 L E_0 \int dx x \Delta(\xi - x) \Phi_\varepsilon(x) \times \\ &\times \left\{ |A_1(x)|^2 + |A_2(x)|^2 + 2 \operatorname{Re} \left[\frac{a^2}{|a|^2} A_1(x) A_2^*(x) \exp(2ikL) \frac{1 - \exp\left(iL \frac{x^2}{k}\right)}{iL \frac{x^2}{k}} \right] \right\}. \quad (17) \end{aligned}$$

Если параметр δ в (16) достаточно мал, так что изменением подынтегральной функции в (17) при изменении аргумента на величину δ можно пренебречь, из (17) имеем

$$\langle S \rangle \Big|_{\substack{D \rightarrow \infty \\ E_0 = \text{const}}} = \pi^2 k^2 L E_0 \delta \xi \left\{ |A_1(\xi)|^2 + |A_2(\xi)|^2 + 2 \operatorname{Re} \left[\frac{a^2}{|a|^2} A_1(\xi) A_2^*(\xi) \exp(2ikL) \frac{1 - \exp\left(iL \frac{\xi^2}{k}\right)}{iL \frac{\xi^2}{k}} \right] \right\} \Phi_\varepsilon(\xi). \quad (18)$$

В случае отсутствия нелинейного элемента ($X=0$) из (5) следует $A_1(\xi)=1$, $A_2(\xi)=0$, и вместо (18) получаем выражение

$$\langle S \rangle \Big|_{\substack{D \rightarrow \infty \\ E_0 = \text{const}}} = \pi^2 k^2 L E_0 \delta \xi \Phi_\varepsilon(\xi), \quad (19)$$

отличающееся от (18) отсутствием сомножителя в фигурной скобке, равного

$$|A_1(\xi)|^2 + |A_2(\xi)|^2 + 2 \operatorname{Re} \left[\frac{a^2}{|a|^2} A_1(\xi) A_2^*(\xi) \exp(2ikL) \frac{1 - \exp\left(iL \frac{\xi^2}{k}\right)}{iL \frac{\xi^2}{k}} \right].$$

Так как входящие в это выражение величины $A_1(\xi)$ и $A_2(\xi)$ содержат множитель $\exp\left(\xi \frac{\sqrt{2B - \xi^2}}{2k} X\right)$, наличие нелинейного элемента приводит к усилению сигнала прибора. Максимальное усиление достигается при $B = \xi^2$; в этом случае (18) принимает вид

$$\langle S \rangle \Big|_{\substack{D \rightarrow \infty \\ E_0 = \text{const}}} = \frac{\pi^2}{2} k^2 L E_0 \exp\left(\frac{\xi^2 X}{k}\right) \delta \xi \Phi_\varepsilon(\xi) \times \left\{ 1 + \frac{k}{\xi^2 L} \operatorname{Re} \left[\frac{a^2}{|a|^2} \exp(2ikL) \left(1 - e^{-iL \frac{\xi^2}{k}} \right) \right] \right\}, \quad (20)$$

где отброшены экспоненциально малые члены, пропорциональные $e^{-\xi^2 X/k}$. Особенно простой вид это выражение принимает при $a = a^*$

$$\langle S \rangle \Big|_{\substack{D \rightarrow \infty \\ E_0 = \text{const}}} = \frac{\pi^2}{2} k^2 L E_0 \exp\left(\frac{\xi^2 X}{k}\right) \delta \xi \Phi_\varepsilon(\xi) \left\{ 1 + \frac{2k}{\xi^2 L} \sin\left(\frac{\xi^2 L}{2k}\right) \sin\left(2kL + \frac{\xi^2 X}{2k}\right) \right\}. \quad (21)$$

Из (20), (21) видно, что, изменяя радиус теневой диафрагмы ξ (и величину $B = \xi^2$), можно получить вид функции $\Phi_\varepsilon(\xi)$ в интересующем интервале частот.

Приведем некоторые численные оценки. Зададимся моделью Колмогорова—Обухова [2, 5] для спектра турбулентности

$$\Phi_\varepsilon(\eta) = 0.033 C_\varepsilon^2 \eta^{-11/3} \exp\left(-\frac{\eta^2}{\eta_m^2}\right), \quad (22)$$

где структурная константа C_ε^2 в условиях атмосферной турбулентности составляет $10^{-13} - 10^{-16} \text{ см}^{-2/3} [\text{с}^6]$, а $\eta_m = 5.92/l_0$, причем величина внутреннего масштаба l_0 изменяется в пределах $0.1 - 0.5 \text{ см} [7]$. Подставляя (22) в (20) или (21), получим

$$\langle S \rangle = \frac{\pi^2 k^2}{2} L E_0 0.033 C_\varepsilon^2 \xi^{-8/3} \exp\left\{-\xi^2 \left(\frac{1}{\eta_m^2} - \frac{X}{k}\right)\right\} \delta K, \quad (23)$$

где через K обозначена величина, стоящая в (20), (21) в фигурных скобках: $|K| \leq 1 + 2/\xi L$.

Второе слагаемое в показателе экспоненты в формуле (23)

$$\frac{\xi^2 X}{k} = \frac{BX}{k} = 2B_p, \quad (24)$$

где B_p — известный в теории самофокусировки интеграл распада [1], характеризующий неустойчивость пучка по отношению к возмущениям

его неоднородностями. При больших интегралах распада форма пучка искажается, что приводит к существенным изменениям картины поля в плоскости теневой диафрагмы b . Для гауссовского пучка с полушириной w это явление приводит к смещению пространственной частоты на величину

$$\Delta\xi \sim \frac{2B_p}{w}. \quad (25)$$

Так как формула (25) дает лишь грубую оценку величины $\Delta\xi$, то она лимитирует точность определения ξ , и необходимо, чтобы $\Delta\xi \ll \xi$. С другой стороны, для того чтобы устранить экспоненциальное затухание в (23), необходимо, чтобы $\xi \leq \sqrt{2B_p}$. Отсюда вытекает условие, связывающее интеграл распада и ширину пучка

$$\frac{\sqrt{2B_p}}{w} \ll \eta_m. \quad (26)$$

Отметим, что условие устранения в (23) экспоненциального затухания приводит к величине X (длине нелинейного элемента)

$$X \geq \frac{k}{\eta_m^2} \sim 30 \text{ см}. \quad (27)$$

В интересующем нас интервале пространственных частот $\sqrt{2B_p} > 1$ ($\xi > \eta$), поэтому пучки следует брать достаточно широкими. При длине нелинейного элемента 30 см (27) в стандартных стеклах при плотности мощности $P = 1.4 \cdot 10^9$ Вт/см² ($\lambda = 1.06$ мкм) имеем $B_p \sim 1$, условие же (26) выполняется при ширине пучка $w \geq 1$ см. Эти параметры вполне реальны для современных лазеров. Укажем также, что величина сигнала $\langle S \rangle$ при указанных ранее значениях C_s^2 и $\xi \sim \eta_m$, $\delta \sim 0.1 \eta_m$, $L \sim 10^2$ см равна $\langle S \rangle \sim E_0 (10^{-4} - 10^{-5})$, т. е. на много порядков превышает засветку, возникающую за счет конечности линзы b и легко вычисляемую по формуле (11) с $D > w$.

Таким образом, меняя мощность источника и величину теневой диафрагмы (т. е. величину ξ), мы по формуле (23) можем определить вид спектра турбулентности. Отметим, что и в случае обычного (линейного) теневоего прибора вид спектра турбулентности можно восстановить по измерению временного спектра сигнала, однако для этого потребовалось бы решать некорректную обратную задачу [8, 9]. В этом отношении использование нелинейного элемента в теневом приборе приводит к заметным преимуществам.

Литература

- [1] Н. Б. Баранова, Н. Е. Быковский, Ю. В. Сенатский, С. В. Чекалин. В сб.: Мощные лазеры и взаимодействие излучения с плазмой. Тр. ФИАН, 103, 84, 1978.
- [2] А. С. Моин, А. М. Яглом. Статистическая гидромеханика, ч. 2. «Наука», М., 1967.
- [3] М. Е. Маск, Е. В. Треасу. IEEE J. Quant. Elecktr., 5, 382, 1969.
- [4] Ю. И. Копилевич. ПМТФ, № 6, 121, 1975.
- [5] В. И. Татарский. Распространение волн в турбулентной атмосфере. «Наука», М., 1967.
- [6] А. С. Гурвич, А. И. Кон, В. Л. Миронов, С. С. Хмелевцов. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. «Наука», М., 1976.
- [7] J. W. Strohbehn. Proc. IEEE, 56, 1301, 1968.
- [8] Ю. И. Копилевич, Г. Б. Сочилин. Опт. и спектр., 41, 36, 1976.
- [9] Ю. И. Копилевич, Г. Б. Сочилин. Опт. и спектр., 43, 1138, 1977.

Поступило в Редакцию 5 ноября 1979 г.