ЛИТЕРАТУРА

[1] Сагдеев Р. З.//Вопросы теории плазмы. М., 1964. С. 20. [2] Katsouleas T., Dawson J. M.//Phys. Rev. Lett. 1983. 151. P. 392. [3] Кузьменков Л. С., Соколов А. А., Трубачев О. О.//Изв. вузов, Физика. 1983. № 12. С. 17. [14] Ахиезер А. И., Ахиезер И. А., Половин Р. В. и др. Электродинамика плазмы. М., 1974. [5] Вахдейн А. С., Кузьменков Л. С., Трубачев О. О.//Физика плазмы. 1989. 15, № 10. С. 1197.

Поступила в редакцию
06.07.90

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1991. Т. 32, № 1

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 621.373

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ПОПЕРЕЧНОЙ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ КОГЕРЕНТНОСТИ И ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ СВОЙСТВ СВЕТА, РАСПРОСТРАНЯЮЩЕГОСЯ ЧЕРЕЗ НЕЛИНЕЙНЫЕ ГИРОТРОПНЫЕ СРЕДЫ

В. А. Алешкевич, А. А. Голубков, Г. Д. Кожоридзе, В. А. Макаров

(кафедра общей физики для физического факультета; кафедра общей физики и волновых процессов)

Исследовано преобразование пространственных флуктуаций поля полностью неполяризованной световой волны на начальном этапе схлопывания пучка. Рассчитана критическая мощность самофокусировки. Показано, что в процессе распространения излучения в изотропной гиротропной среде его степень поляризации растет, а пространственная когерентность уменьшается.

В работе [1] было показано, что пространственная дисперсия кубической нелинейности значительно влияет на пороговые условия и характер самофокусировки когерентного эллиптически поляризованного излучения. Естественно ожидать, что в гиротропной среде преобразование флуктуаций светового поля также будет более сложным. Применение метода моментов [2] или «приосевого» приближения [3] к решению этой задачи не приведет к принципиальному упрощению (по сравнению, например, с методом статистических испытаний [4]) из-за необходимости численного решения большой системы дифференциальных уравнений. В связи с этим полезно предварительно рассмотреть преобразование флуктуаций на начальном этапе схлопывания пучка с использованием приближенных методов [5—7], приводящих к наглядным аналитическим результатам.

В данной работе на основе использования приближения фазового канала [7] исследуется преобразование поперечной пространственной когерентности (ППК) [3] и поляризационных свойств светового пучка с узким частотным спектром в процессе его распространения в гиротропной нерелаксирующей среде с пространственной дисперсией кубической нелинейности. В случае падения на среду полностью неполяризованного излучения найдены элементы матрицы поперечных корреляционных функций $\Gamma_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, z_1) = \langle A_i(\mathbf{r}_1, z_1) A_j^*(\mathbf{r}_2, z_1)\rangle$ $(i, j = x, y;\ \mathbf{r} = \{x, y\})$. Показано, что в процессе самовоздействия излучение становится частично поляризованным, уменьшается параметр ППК $K(z_1) = [R(z_1)/a(z_1)]^2$ (R и a — радиус корреляции и радиус пучка), причем критическая мощность самофокусировки существенно возрастает при уменьшении $K_0 = K(0)$.

Распространение частично когерентного света вдоль оси z_1 в изотропной гиротропной среде описывается следующей системой параболических уравнений [1] для медленно меняющихся амплитуд $A_\pm = A_x \pm iA_y$ циркулярно поляризованных компонент случайного поля:

$$\partial A_\pm/\partial z_1 + (i/2k)\,\Delta_\perp A_\pm = i\,\{\pm\rho_0 - (\sigma_1/2 \mp \rho_1)\,|A_\pm|^2 - (\sigma_1/2 + \sigma_2)\,|A_\mp|^2\}\,A_\pm, \quad (1)$$

где k — волновое число, $\Delta_\perp = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$, $\sigma_{1,2}$ — величины, связанные с ненулевыми компонентами тензора кубической нелинейности, а $\rho_{0,1}$ — константы линейной и нелинейной гирации (в обычных средах $|\rho_1/\sigma_1| \ll 1$).

Будем считать, что на границу среды $z_1=0$ падает пучок полностью неполяризованного излучения гауссова профиля с нормальным законом распределения:

$$\Gamma_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, 0) = E_0^2 \exp\left(-(\mathbf{r}_1^2+\mathbf{r}_2^2)/a_0^2 - (\mathbf{r}_1-\mathbf{r}_2)^2/R_0^2\right)\delta_{ij}/2, \quad (2)$$

где $a_0=a(0)$, $R_0=R(0)$, δ_{ij} — символ Кронекера.

Решая систему (1) с учетом (2) аналогично [7], получим следующие выражения для Γ_{ij}:

$$\Gamma_{xx,yy} = (\Gamma_+ + \Gamma_-)/4, \ \Gamma_{xy} = i(\Gamma_+ - \Gamma_-)/4, \quad (3)$$

где

$$|\Gamma_\pm| = (E_0^2/2f_\pm^2)\exp\{-(\mathbf{r}_1^2+\mathbf{r}_2^2)/a_0^2 f_\pm^2 - (\mathbf{r}_1-\mathbf{r}_2)^2/R_0^2 g_\pm^2\}, \quad (4)$$

а $\arg(\Gamma_\pm)$ сложным образом зависит от $\mathbf{r}_{1,2}$, z_1, а также от параметров излучения и среды (однако при $\mathbf{r}_1=\mathbf{r}_2=\mathbf{r}$ $\arg(\Gamma_\pm)\equiv 0$ для любых $\mathbf{r}$ и z_1). В (4) $f_\pm^2(z) = 1 + (1 + 2/K_0 - 2\alpha_\pm)z^2 + 4\alpha_\pm^2 z^4/K_0$ — нормированные ширины парциальных пучков $A_\pm$, а $g_\pm^2(z) = 1 + (1+2/K_0)z^2 - 2\alpha_\pm z^2 - \alpha_\pm^2 z^2$ — их нормированные радиусы корреляции (при $R_0 \to 0$ и малых z $R_0 g_\pm \sim 2a_0 z$ — соотношение, аналогичное следствию теоремы Ван-Циттерта — Цернике); $\alpha_\pm = (1 \mp \rho_1/(\sigma_1+\sigma_2))(\sigma_1+\sigma_2)E_0^2 L_d$; $z=z_1/L_d$; $L_d = ka_0^2/2$ — длина дифракции. Заметим, что (3), (4) справедливы при $z \leqslant z_k$, где z_k удовлетворяет условиям $\mu z_k^2 < 1$ $(\mu = (\sigma_1+\sigma_2)E_0^2 L_d)$, $z_k^2\mu^2 < 1$ и $z_k^4\mu^2/K_0 < 1$, а последнее слагаемое в выражении для $f_\pm^2$ не является пренебрежимо малым только при малых значениях K_0.

Из (3), (4) следует, что степень поляризации света

$$P(\mathbf{r}, z) = ([1 - 4\det\widehat{\Gamma}/(\mathrm{Sp}\,\widehat{\Gamma})^2]_{\mathbf{r}_1=\mathbf{r}_2=\mathbf{r}})^{1/2}$$

на оси пучка при малых z возрастает:

$$P(0, z) = |\rho_1| E_0^2 L_d z^2 (1 + 4\mu z^2/K_0)/(1 + (1 + 2/K_0)z^2). \quad (5)$$

Таким образом, параметр ППК не оказывает существенного влияния на изменение степени поляризации света на начальном этапе его самовоздействия: рост $P(0, z)$ обусловлен исключительно нелинейными гиротропными свойствами среды.

В [1] было обосновано выражение, связывающее ширину пучка в целом с ширинами парциальных пучков $a_0 f_\pm$. В нашем случае оно примет вид $a^2(z) = 2a_0^2 f_+^2 f_-^2/(f_+^2 + f_-^2)$. Пользуясь им и выписанными выше соотношениями для $f_\pm^2$, нетрудно показать, что при малых z

$$[a(z)/a_0]^2 = 1 + (1 + 2/K_0 - 2\mu)z^2 + 4\mu^2 z^4/K_0. \quad (6)$$

Таким образом, для самофокусировки при $z \ll z_k$ пороговое значение безразмерной мощности I_{th} падающего излучения (безразмерная мощность $I=\sigma_1 L_d E_0^2/2$), определяемое из (6), $I_{\text{th}} = \sigma_1(1+2/K_0)/(4(\sigma_1+\sigma_2))$, существенно возрастает при уменьшении параметра ППК света на границе среды. Заметим также, что при $K_0 \to \infty$ I_{th} ровно в 8 раз меньше найденного в [1] более строго.

Наиболее полно корреляционные свойства распространяющегося излучения характеризуются тензором нормированных корреляционных функций $\gamma_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, z) = \Gamma_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, z)[\Gamma_{ij}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_1, z)\Gamma_{ij}(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_2, z)]^{-1/2}$. Ему соответствует (в случае $\Gamma_{ij} \neq 0$) матрица радиусов корреляции

$$r_{k,ij}^2 = \int (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)^2 |\gamma_{ij}|\, d\mathbf{r}_1 \Big/ \int |\gamma_{ij}|\, d\mathbf{r}_1.$$

Однако корреляционные свойства векторного светового поля в определенной степени можно также характеризовать скалярной корреляционной функцией $\widetilde{\gamma}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, z) = \langle(\mathbf{A}(\mathbf{r}_1, z)\mathbf{A}^*(\mathbf{r}_2, z))\rangle[\langle|\mathbf{A}(\mathbf{r}_1, z)|^2\rangle\langle|\mathbf{A}(\mathbf{r}_2, z)|^2\rangle]^{-1/2}$. Пользуясь (3), (4), легко показать, что в приосевой части пучка для $\widetilde{\gamma}$ справедливо следующее приближенное выражение: $\widetilde{\gamma}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, z) \approx \exp[-(\mathbf{r}_1-\mathbf{r}_2)^2/R^2]$, т. е. можно говорить об «эффективном радиусе корреляции векторного светового поля на оси пучка:

$$R = R_0[g_+^2 g_-^2 (f_+^2 + f_-^2)/(f_+^2 g_+^2 + f_-^2 g_-^2)]^{1/2}. \quad (7)$$

Как следует из (6), (7), при малых z параметр ППК будет уменьшаться:

$$K(z) \simeq K_0 \{1-(\mu^2 z^2 + 4\mu^2 z^4/K_0)/(1+(1+2/K_0)z^2)\},$$

причем нелинейная гиротропия не оказывает заметного влияния на ход этого процесса.

Результаты данной работы справедливы не только для непрерывного излучения (естественный свет, пропущенный через узкополосный частотный фильтр), но и для последовательности импульсов одинаковой длительности $T_0 \leq \tau_k$, где τ_k — характерное время флуктуационного изменения распределения поля по r, если частотная дисперсия среды пренебрежимо мала $(z_1\tau_k^{-2}\partial^2 k/\partial\omega^2 \ll 1)$. В этом случае Γ_{ij} находятся в результате усреднения по бесконечно большому числу импульсов. Полученные формулы носят в определенной степени качественный характер. Это следует учитывать при их сравнении с экспериментом. Возможности проведения последнего для когерентного лазерного излучения обсуждались в [1].

ЛИТЕРАТУРА

[1] Голубков А. А., Макаров В. А.//Изв. вузов, Радиофизика. 1988. **31**, № 9. С. 1042. [2] Власов С. Н., Петрищев В. А., Таланов В. И.//Изв. вузов, Радиофизика. 1971. **14**, № 9. С. 1353. [3] Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С. Введение в статистическую радиофизику и оптику. М., 1981. [4] Кандидов В. П., Шленов С. А.//Изв. вузов, Радиофизика. 1984. 27, № 9. С. 1158. [5] Чиркин А. С., Юсубов Ф. М.//Письма в ЖТФ. 1981. 7, № 13. С. 805. [6] Кандидов В. П., Шленов С. А.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1984. **25**, № 2. С. 51. [7] Алешкевич В. А., Кожоридзе Г. Д., Матвеев А. Н.//Квант. электроника. 1988. **15**, № 4. С. 829.

Поступила в редакцию
18.04.90

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1991. Т. 32, № 1

ГЕОФИЗИКА

УДК 621.378

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО ЭКСПЕРИМЕНТА ПО МОДЕЛИРОВАНИЮ АНИЗОТРОПНОГО РАЗВИТОГО ВОЛНЕНИЯ

А. Л. Кузьминский

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Приведены результаты численного эксперимента по моделированию сильно анизотропной модели Филлипса развитого морского поверхностного волнения. Сделан вывод о применимости моногармонического приближения для расчета ряда характеристик волнения.

Основной задачей теоретических расчетов рассеяния света на морской поверхности является установление связи между характеристиками отраженного сигнала лазерного локатора и параметрами морского волнения.

Основной вклад в рассеяние света морской поверхностью дают области «бликовых» точек — точек, уклон поверхности в которых равен заданному значению, определяемому направлениями распространения падающей и отраженной волн [1, 2]. Оценки [3] и экспериментальные исследования [3, 4] показывают, что при зондировании под углами, близкими к вертикали, интенсивность объемного рассеяния на 3—4 порядка ниже «бликовой» составляющей.

Лазерное зондирование морской поверхности [4, 5] позволяет легко определить статистику уклонов поверхности в окрестности бликов путем подсчета среднего числа зеркальных точек. Однако для восстановления параметров модельного спектра волнения этой информации недостаточно: необходимо определить также статистику возвышений или кривизны поверхности.

Среди различных методов лазерного зондирования морской поверхности (импульсные локаторы, профилометры) перспективным направлением является использо-