Таким образом, в зависимости от значений параметров в фазовом пространстве может существовать конечных размеров область притяжения предельного цикла автоколебаний с частотой 0,64 $\omega$. Вне области притяжения этого предельного цикла устанавливаются регулярные автоколебания с частотой $\omega$, которые существенно зависят от начальных условий.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972. [2] Гледзер Е. Б., Должанский Ф. В., Обухов А. М. Системы гидродинамического типа и их применение. М.: Наука, 1981. [3] Арнольд В. И. Дополнительные главы теории обыкновенных дифференциальных уравнений. М.: Наука, 1978.

Поступила в редакцию
16.06.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1984, т. 25, № 2

УДК 538.56:519.25

# ПРОСТРАНСТВЕННАЯ КОГЕРЕНТНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ В УСЛОВИЯХ МЕЛКОМАСШТАБНОЙ САМОФОКУСИРОВКИ

**С. М. Бабиченко, В. П. Кандидов**

*(кафедра общей физики и волновых процессов)*

Распространение излучения в реальных условиях сопровождается амплитудно-фазовыми искажениями, вызванными неоднородностями диэлектрической проницаемости среды, флуктуациями поля источника, нелинейными эффектами. Основные закономерности развития флуктуаций поля в кубичной нелинейной среде впервые получены в работе [1]. Аналитическое исследование задач нелинейной статистической оптики возможно при достаточно сильных ограничениях на статистику поля и уровень его флуктуаций [2, 3]. Широко используемое замкнутое уравнение для функции взаимной когерентности поля, полученное при расщеплении высших моментов поля, несправедливо в условиях мелкомасштабной самофокусировки, так как статистика поля сильно меняется [4]. При малом уровне флуктуаций применим метод возмущений. Этим методом исследован характер пространственных спектров флуктуаций уровня амплитуды плоской волны в кубичной случайно-неоднородной среде, получены асимптотические выражения для функции взаимной когерентности в двумерной задаче [5]. Наиболее полный численный анализ возможен методом статистических испытаний [6], который в задаче о мелкомасштабной самофокусировке требует больших затрат машинного времени. Поэтому представляет интерес качественное и количественное исследование приближенных уравнений для функций пространственной корреляции светового поля.

1. Система уравнений для первой $\Gamma_1 = \langle \xi(\mathbf{r}_1, z)\xi^*(\mathbf{r}_2, z)\rangle$ и второй $\Gamma_2 = \langle \xi(\mathbf{r}_1, z)\xi(\mathbf{r}_2, z)\rangle$ корреляционных функций поля в приближении параболической теории дифракции получена в работе [7]. Здесь $\xi$ — малое комплексное возмущение плоской волны $E_0(|\xi|<1, \langle \xi \rangle = 0)$. В случае статистически однородного случайного поля $\xi(\mathbf{r}, z)$ уравнения для $\Gamma_1$ и $\Gamma_2$ имеют вид

$$i\partial\Gamma_1/\partial\zeta = \Gamma_2^* - \Gamma_2,$$

$$i\partial\Gamma_2/\partial\zeta = \partial^2\Gamma_2/\partial\rho^2 + (2\Gamma_2 + \Gamma_1^* + \Gamma_1),$$

$$\Gamma_i(\zeta = 0) = \Gamma_i^0,\ i = 1, 2.$$

В системе уравнений использованы безразмерные переменные $\zeta = z/z_0$, $\rho = r/a_0$. Масштабы задачи $a_0$, $z_0$ выбраны так, что $a_0$ ограничивает область плоской волны, содержащую критическую мощность самовоздействия: $a_0 = (k^2\varepsilon_2|E_0|^2/4\cdot\varepsilon_0)^{-1/2}$, $z_0 = ka_0^2$ — дифракционная длина для масштаба $a_0$, совпадающая с длиной развития нелинейности. Условия в плоскости $\zeta = 0$ определяют когерентность источника излучения. Для частично-когерентной волны, рассеянной на амплитудном экране, $\Gamma_1^0 = \Gamma_2^0$; на фазовом $\Gamma_1^0 = -\Gamma_2^0$; для частично-когерентной волны с гауссовской статистикой флуктуаций $\Gamma_1^0 \neq 0$, $\Gamma_2^0 = 0$. Система уравнений для функций $\Gamma_1$, $\Gamma_2$ решалась численно методом функций Грина, полученных в спектральном представлении [7].

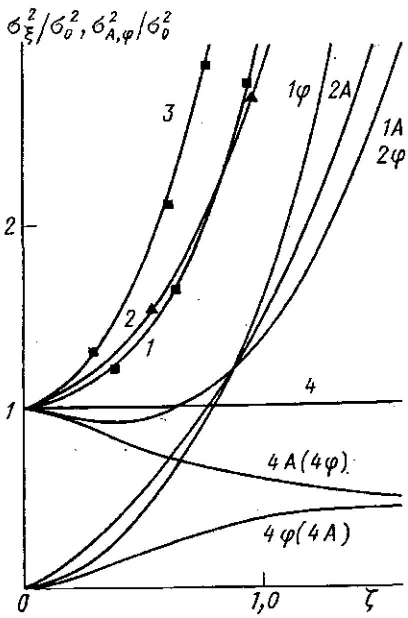


Рис. 1. Нормированная дисперсия флуктуаций поля $\sigma^2_\xi$ : $\rho_0 = 0{,}8$ (*1*, *2*) и 1 (*3*); нормированная дисперсия флуктуаций амплитуды $\sigma^2_A$ ($1_A$, $2_A$) и фазы $\sigma^2_\varphi$ ($1_\varphi$, $2_\varphi$) в нелинейной среде; кривые *4* ($4_A$, $4_\varphi$) соответствуют линейному распространению

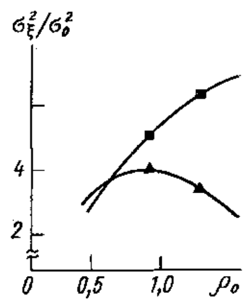


Рис. 2. Зависимость нормированной дисперсии флуктуаций поля $\sigma^2_\xi$ от радиуса корреляции начальных флуктуаций $\rho_0$ при $\zeta = 1$

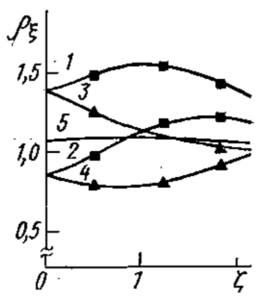


Рис. 3. Поведение радиуса пространственной корреляции флуктуаций в нелинейной среде

2. Анализ полученных результатов показал, что независимо от вида начальных возмущений (амплитудных, фазовых) дисперсия флуктуаций светового поля $\sigma_\xi^2$ монотонно нарастает с расстоянием $\zeta$ в условиях самофокусировки (рис. 1). Нарастание $\sigma_\xi^2$ обусловлено перекачкой энергии из регулярной части световой волны $E_0$ во флуктуирующую за счет нелинейности. На рис. 1 и далее результаты для фазовой начальной модуляции волны помечены треугольниками, для амплитудной — квадратами. Скорость нарастания возмущений поля на начальном участке распространения ($\zeta < 1$) определяется радиусом пространственной корреляции падающего излучения $\rho_0$. Предельные переходы $\rho_0 \to 0$ соответствуют линейному распространению, когда дисперсия поля $\sigma_\xi^2$ постоянна (см. рис. 1, *4*). При $\rho_0 < 1$ дифракционные эффекты преобладают над нелинейными на расстояниях $\zeta < 1$, при этом происходит практически линейное преобразование амплитудных

и фазовых флуктуаций. В случае амплитудной модуляции падающей волны дисперсия флуктуаций амплитуды $\sigma_A^2$ убывает и одновременно нарастает дисперсия флуктуаций фазы $\sigma_\varphi^2$. С увеличением $\zeta$ влияние нелинейности накапливается, и в результате АМ-ФМ конверсии начинается рост $\sigma_A^2$ (см. рис. 1 ($1_A$, $1_\varphi$)). В дальнейшем при развитой нелинейности $\sigma_A^2$, $\sigma_\varphi^2$ экспоненциально растут. При фазовой модуляции падающей волны по характеру изменения $\sigma_A^2$, $\sigma_\varphi^2$ меняются местами по сравнению с предыдущим случаем. Однако при $\zeta<1$ дисперсия поля $\sigma_\xi^2$ в случае фазовых начальных флуктуаций нарастает несколько быстрее (см. рис. 1, *1, 2*). Это связано с тем, что при амплитудной начальной модуляции проявляется конкурирующий характер формирования фазы за счет дифракции и нелинейности (см. рис. 1, $1_{A,\varphi}$, $2_{A,\varphi}$).

Роль масштабов пространственной корреляции флуктуаций при $\zeta=0$ определяется спектральной избирательностью нелинейной среды. При $\rho_0\ll1$ спектр возмущений лежит выше полосы пространственных частот усиления среды и дисперсия $\sigma_\xi^2$ мала (рис. 2). В случае амплитудной модуляции при $\rho_0>2$ практически весь пространственный спектр флуктуаций попадает в полосу усиления, и с дальнейшим ростом $\rho_0$ зависимость $\sigma_\xi^2(\rho_0)$ насыщается. При фазовой начальной модуляции увеличение масштаба $\rho_0$ приводит к замедлению преобразования фазовых флуктуаций в амплитудные за счет дифракции. В силу этого ослабевает влияние АМ-ФМ конверсии и $\sigma_\xi^2$ падает. Поведение радиуса корреляции возмущений $\rho_\xi$ в нелинейной среде представлено на рис. 3. При $\zeta<1$ развитие возмущений сопровождается увеличением радиуса корреляции в случае амплитудной модуляции (см. рис. 3, *1, 2*) и декорреляцией излучения при начальных фазовых флуктуациях (см. рис. 3, *3, 4*). Характер изменения $\rho_\xi$ связан с одновременным проявлением нелинейных и дифракционных эффектов и существенно зависит от взаимной корреляции $B_{A\varphi}$ амплитуды и фазы падающей волны. Анализ результатов показал, что при $\zeta\ll1$ знак $\partial\rho_\xi/\partial\zeta$ определяется знаком $\partial B_{A\varphi}/\partial\zeta$ падающей волны при распространении в линейной среде. Для гауссовской статистики флуктуаций ($B_{A\varphi}=0$) при $\zeta<1$ радиус корреляции поля практически не меняется. С увеличением расстояния $\zeta$ радиус корреляции стремится к характерному масштабу ($\rho_\xi\to1$). Это соответствует образованию нитевидной структуры в плоской волне. Как отмечалось в [7], при этом на профиле модуля степени когерентности поля $|\gamma(\rho)|$ появляется дополнительный максимум, положение которого не меняется при распространении волны. Координата максимума определяет область плоской волны, из которой перекачивается энергия в нить.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Беспалов В. И., Таланов В. И. Письма в ЖЭТФ, 1966, **3**, с. 471. [2] Агровский Б. С. и др. Квант. электроника, 1980, **7**, с. 59. [3] Пасманик Г. А. ЖЭТФ, 1974, **66**, с. 490. [4] Алешкевич В. А., Лебедев С. С., Матвеев А. Н. В кн.: Тез. докл. XI Всесоюз. конф. по когерент. и нелин. оптике. Ереван, 1982, с. 152. [5] Беспалов В. И., Литвак А. Г., Таланов В. И. В кн.: Нелинейная оптика. Новосибирск: Наука, 1968, с. 428. [6] Кандидов В. П., Леденев В. И. Квант. электроника, 1981, **8**, с. 873. [7] Бабиченко С. М., Кандидов В. П. В кн.: Тез. докл. XI Всесоюз. конф. по когерент. и нелин. оптике. Ереван, 1982, с. 136.

Поступила в редакцию
04.07.83