

О ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ФИЛЬТРАЦИИ АПОДИЗИРОВАННЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ

Н. В. Кузьмина, Н. Н. Розанов и В. А. Смирнов

Численно и аналитически исследовано влияние вызванных самофокусировкой искажений аподизированного лазерного пучка в нелинейной среде на распределение поля в фокальной плоскости пространственного фильтра. Получено приближенное аналитическое выражение для амплитуды поля на крыльях пучка при произвольных степенях аподизации. Проанализировано влияние аподизации на искажения, вносимые диафрагмой пространственного фильтра, и их развитие в последующих нелинейных элементах.

Эффективное подавление мелкомасштабной самофокусировки (ММС) в лазерных усилительных системах достигается при использовании пространственных фильтров (ПФ) [1]. ПФ состоит из пары линз с диафрагмой в их общей фокальной плоскости (рис. 1). Диафрагма ПФ отсекает мелкомасштабные возмущения лазерного излучения, возникающие в предшествующих фильтру элементах усилительной системы. Для исключения источ-

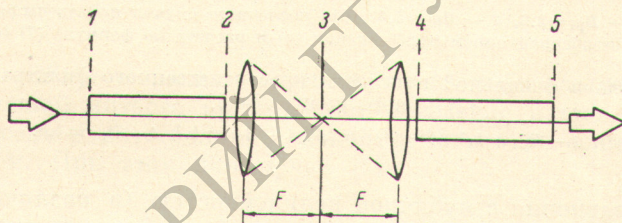


Рис. 1. Пространственный фильтр.

ников ММС с низкими пространственными частотами требуется уменьшать радиус диафрагмы ПФ. Пространственная фильтрация необходима в усилительных системах со значительной нелинейностью (большим интегралом распада B_p [1]). При такой нелинейности существенное значение имеет не только мелкомасштабная, но и крупномасштабная («внешняя» [2, 3]) самофокусировка. Последняя вызывает экранирование части основного пучка на диафрагме ПФ. Это приводит как к непосредственным энергетическим потерям, так и к возникновению дополнительных источников ММС для последующих нелинейных каскадов. Величина этих искажений растет при уменьшении размеров диафрагмы ПФ. По указанным причинам выбор параметров ПФ представляет сложную задачу, ряд аспектов которой исследовался в работах [4, 5].

Влияние внешней самофокусировки на пропускание пространственного фильтра может быть определено аналитически в рамках «безабберационного приближения» [4]. Однако, как показали численные расчеты [5], это приближение непригодно вблизи фокальной плоскости. В настоящей работе численно и аналитически исследовано прохождение лазерных пучков

с различной степенью аподизации через усилительный каскад, содержащий пространственный фильтр.

Поперечный профиль пучка, падающего на рассматриваемый усилительный каскад (плоскость 1, рис. 1), имеет вид

$$E_1(r) = E_0 e^{-\left(\frac{r}{w}\right)^N}, \quad (1)$$

где N — степень аподизации, а w — ширина пучка. На рис. 2, 3, 5, 6 представлены результаты численного решения осесимметричного парабо-

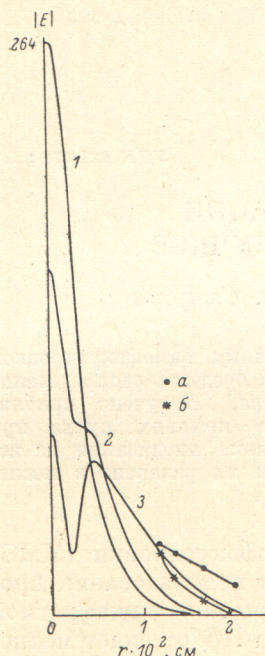


Рис. 2. Профиль гауссовского пучка в фокальной плоскости пространственного фильтра.

1 — $B_{p1} = 1.6$, 2 — $B_{p1} = 3.6$, 3 — $B_{p1} = 5.6$. Для последнего случая приведены результаты расчета в безабберационном приближении (а) и расчета по формуле (7) (б).

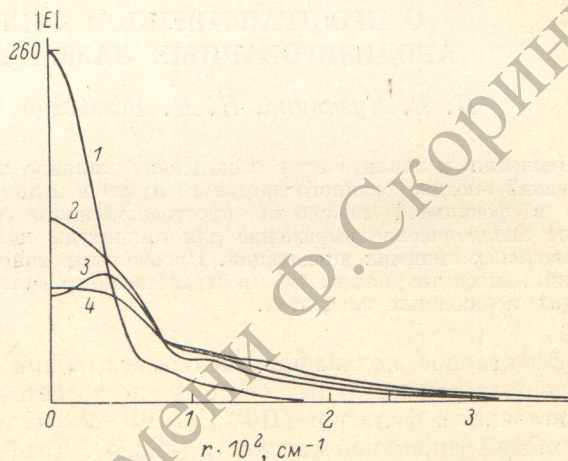


Рис. 3. Профиль в фокальной плоскости пространственного фильтра аподизированного пучка $N=5$.

1 — $B_{p1} = 1.16$, 2 — $B_{p1} = 3.5$, 3 — $B_{p1} = 4.7$, 4 — $B_{p1} = 5.8$.

лического уравнения с кубичной нелинейностью (в различных сечениях рис. 1). Ширина пучка $w=1$ см. На рис. 2 и 3 изображено радиальное распределение амплитуды поля в фокальной плоскости фильтра 3 при $N=2$

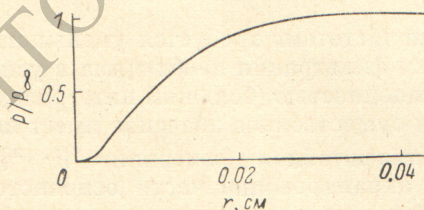


Рис. 4. Кривая пропускания аподизированного пучка ($N=5$) пространственным фильтром. P/P_∞ — отношение пропущенной фильтром мощности излучения к мощности падающего пучка.

(гауссовский пучок) и $N=5$ для различных интегралов распада в первой нелинейной среде B_{p1} . Видно, что с ростом B_{p1} пучок в фокальной плоскости расширяется. Для гауссовского пучка появляется кольцевая зона, тогда как для уплощенного пучка ($N=5$) она отсутствует. Таким образом, во внешней самофокусировке проявляется качественная аналогия с крупномасштабной самофокусировкой в сплошной нелинейной среде [6]. Отметим также существенно более медленное убывание поля на периферии пучка при возрастании степени аподизации.

На рис. 4 приведена зависимость коэффициента пропускания фильтра от радиуса диафрагмы r_d . Напомним, что потери в фильтре здесь опреде-

лялись не мелкомасштабной самофокусировкой, а экранированием основного пучка диафрагмой. С ростом интеграла распада B_{p1} такие потери возрастают. Это необходимо учитывать при интерпретации тех экспериментов, в которых определяется зависимость нелинейных потерь от интеграла распада [7, 8].

Таким образом, при выборе размера диафрагмы ПФ существенную роль играют степень аподизации пучка N и интеграл распада B_{p1} первой нелинейной системы. Необходимо подчеркнуть, что под B_{p1} подразумевается полный интеграл распада во всех предшествующих каскадах независимо от наличия в них дополнительных пространственных фильтров. Действительно, последние не подавляют крупномасштабную самофокусировку основного пучка.

Зависимость распределения поля от интеграла распада и степени аподизации не может быть получена в безабберационном приближении. Существенные расхождения имеются даже в случае гауссовских пучков (рис. 2). Для более точного аналитического описания воспользуемся следующим приближением. Поле в плоскости 2 на рис. 1 приближенно запишем в виде

$$E_2(r) = E_1(r) e^{iB_{p1}(r)}. \quad (2)$$

Такая аппроксимация использовалась ранее в [9, 10], она хорошо согласуется с нашими численными результатами. Поскольку в принятом приближении лазерное усиление не искажает поперечную структуру поля, для его учета достаточно ограничиться пересчетом значения интеграла распада B_{p1} .

В фокальной плоскости фильтра поле можно получить, используя интеграл Кирхгофа—Френеля

$$E_3(r) = \frac{ik}{F} e^{-\frac{ik}{2F}r^2} \int_0^\infty J_0\left(\frac{kr r'}{F}\right) E_2(r') r' dr'. \quad (3)$$

Введем $w_0 = 2F/kw$ — радиус гауссова пучка в фокальной плоскости. Так как основной интерес представляет поведение пучка при $r \gg w_0$, функцию Бесселя в интеграле (3) можно заменить ее асимптотическим представлением. При этом для пучка (1)

$$E_3(r) = iE_0 \frac{2k}{\pi F} \frac{1}{\sqrt{r}} \int_0^\infty \cos\left(\frac{kr r'}{F} - \frac{\pi}{4}\right) \exp\left[-\left(\frac{r'}{w}\right)^N + iB_p e^{-2\left(\frac{r'}{w}\right)^N}\right] \sqrt{r'} dr', \quad (4)$$

где $B_p = B_{p1}(0)$ — интеграл распада для мощности в максимуме пучка. При больших B_p основной вклад в интеграл вносят окрестности точек стационарной фазы r_e , которые определяются из уравнения

$$\pm \frac{kr_e}{F} - 2N \frac{r_e^N}{w^{N-1}} B_p e^{-2\left(\frac{r_e}{w}\right)^N} = 0. \quad (5)$$

Вклад от точек стационарной фазы достаточно велик, пока это уравнение имеет вещественные корни, и начинает резко убывать, когда с ростом r корни становятся комплексными. Максимальное значение r_m , при котором уравнение (5) имеет единственный вещественный корень, равно

$$r_m = w_0 B_p N \left(\frac{N-1}{2N}\right)^{\frac{N-1}{N}} e^{-\frac{N-1}{N}}. \quad (6)$$

Приближенно решая уравнение (5) для $r > r_m$ и вычисляя вклад в интеграл (4) от комплексной точки r_e , получим для поля в фокальной плоскости следующее выражение:

$$E_3(r) = E_0 \frac{w}{w_0} \sqrt{\frac{w_0}{r}} \left(\frac{w_0}{r - r_m} \right)^{1/4} B_p^{-1/4} \frac{e^{-\frac{N-1}{4N}}}{2^{\frac{5}{4N}} N^{\frac{1}{4}} + \frac{5}{4N} (N-1)^{\frac{1}{2} - \frac{5}{4N}}} \times \\ \times \exp \left[-\frac{2^{\frac{3-5}{2N}}}{3} \frac{N+1}{(N-1)^{3-\frac{5}{2N}} N^{\frac{1}{2} + \frac{5}{2N}}} e^{\frac{3}{2} \frac{N-1}{N}} \frac{r}{w_0} \left(\frac{r - r_m}{B_p w_0} \right)^{3/2} \right] \times \\ \times i \exp \left[-i \frac{\pi}{8} - i \frac{k}{2F} r^2 + i \left(\frac{2N}{N-1} \right)^{1-\frac{1}{N}} \frac{r}{w_0} \right]. \quad (7)$$

Амплитудные распределения, полученные по формуле (7), приведены на рис. 2 ($N=2$) и 3 ($N=5$). Из сравнения с результатами прямого расчета видно, что формула (7) хорошо описывает распределение поля при больших r . Формулы (6) и (7) показывают, что ширина пучка в фокальной плоскости

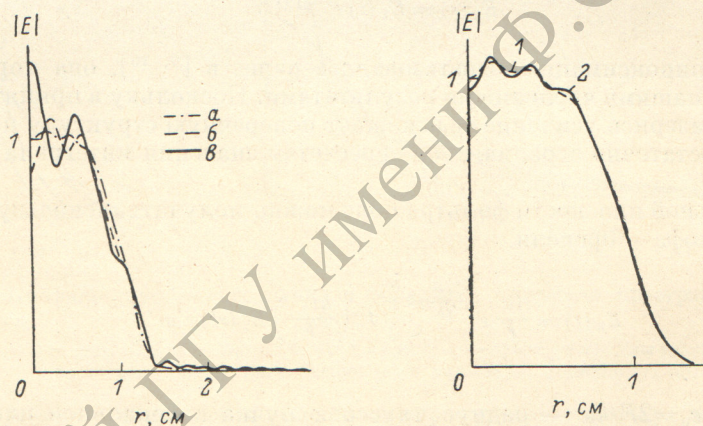


Рис. 5. Профиль пучка ($N=5$) на выходе пространственного фильтра.

$B_{p1} = 5.6$. $a - r_d = 3.4 \cdot 10^{-2}$ см, $x_\phi = 20$ см $^{-1}$; $b - r_d = 3.0 \cdot 10^{-2}$ см, $x_\phi = 18$ см $^{-1}$; $c - r_d = 2.5 \cdot 10^{-2}$ см, $x_\phi = 15$ см $^{-1}$.

Рис. 6. Развитие в нелинейной среде возмущений, вносимых пространственным фильтром.

1 - $B_{p2} = 1.16$, 2 - $B_{p2} = 5.8$.

существенно зависит от его исходной формы и искажений, вносимых нелинейной средой, которые характеризуются полным интегралом распада B_p . С ростом степени аподизации N пучок расширяется, и убывание его при больших r становится более медленным. Это, разумеется, ухудшает условия пространственной фильтрации. Действительно, диафрагмирование пучка вызывает не только потери мощности, но и вносит искажения, которые развиваются вследствие ММС в последующих усилительных каскадах. Последнее более опасно, и именно возмущения, вносимые фильтром, являются основным фактором, который ограничивает уменьшение полосы пропускания фильтра x_ϕ . На рис. 5 приведены результаты прямого расчета амплитудного профиля пучка со степенью аподизации $N=5$ на выходе фильтра (плоскость 4 на рис. 1) при различных диафрагмах фильтра ($B_p = 5.5$). С помощью асимптотической оценки интеграла Кирхгофа—Френеля и формулы (7) можно получить для возмущения ΔE , вносимого диафрагмой фильтра, аналитическое выражение в плоскости 4. В центре пучка ($r=0$) амплитуда возмущения максимальна и равна

$$\Delta E(0) = \frac{k}{F} \frac{r_d w_0}{\left(\frac{2N}{N-1}\right)^{\frac{N-1}{N}}} E_3(r_d). \quad (8)$$

С ростом r амплитуда возмущения убывает. Основной вклад в интеграл вносит окрестность предела интегрирования $r' = r_d$

$$\Delta E(r) = -i \sqrt{\frac{kr_d}{2\pi F r}} \frac{F^3}{k^3 (r^2 - r_0^2) (r^2 + r_0^2)^{1/2}} \cos\left(\frac{kr r_d}{F} - \frac{\pi}{4} + \Theta(r)\right), \quad (9)$$

где

$$r_0 = \frac{F}{k w_0} \left(\frac{2N}{N-1}\right)^{\frac{N-1}{N}}, \quad \Theta(r) = \arccos\left(1 + \frac{r^2}{r_0^2}\right)^{-1/2}.$$

Амплитуда вновь начинает расти по мере приближения r к r_0 , где интеграл можно рассчитать, учитывая вклад от точки стационарной фазы, но мы не приводим этого выражения, так как в этой области r скорость возрастания возмущений в последующих каскадах существенно меньше, чем в центре пучка. Таким образом, формулы (7), (8), (9) дают аналитическое выражение для возмущений, вносимых диафрагмой пространственного фильтра. Как уже отмечалось, уровень возмущения при заданном радиусе диафрагмы резко зависит от степени аподизации N . Так, для $r_d = 3.3 \cdot 10^{-2}$ см, $B_p = 5.5$, $\kappa_\phi = 20$ см $^{-1}$, $r_d/w_0 = 11$ амплитуда возмущения в максимуме равна $0.15 E_0$ при $N = 5$. Из рис. 2 видно, что гауссов пучок практически без искажений проходит через такую диафрагму. Расчет амплитуды возмущения гауссова пучка по формуле (7) дает величину $\sim 4 \cdot 10^{-5} E_0$. При дальнейшем возрастании степени аподизации N , как видно из формулы (6), $r_m \gg w_0 B_p$. При этом формула (7) описывает далекую область распределения поля в фокальной плоскости, где амплитуда слишком мала ($E_3(r_m) \sim N^{-3/4}$). В качестве предельного случая ($N \rightarrow \infty$) рассмотрим прохождение через пространственный фильтр пучка с прямоугольным поперечным профилем с шириной w и амплитудой E_0 . Пренебрегая дифракцией в предшествующем фильтре каскаде, для поля в фокальной плоскости получаем следующее выражение [11]:

$$E_3(r) = -i E_0 \frac{r_0}{r} J_1\left(\frac{kr r_0}{F}\right) \exp\left[-i \frac{kr^2}{2F} + i B_p\right]. \quad (10)$$

Отметим, что в приближении (2) для пучка с прямоугольным профилем нелинейность не сказывается на поперечной структуре поля в фокальной плоскости. На выходе фильтра возмущение в центре пучка имеет вид

$$\Delta E_4(0) = e^{i B_p} E_0 J_0\left(\frac{kr_0 r_d}{F}\right). \quad (11)$$

Выбрав радиус диафрагмы равным $r_d \approx \left(\frac{3}{4}\pi + n\pi\right) \frac{w_0}{2}$, можно обратить $E_4(0)$ в нуль. Эти значения r_d приблизительно соответствуют одному из максимумов поля в фокальной плоскости. При этом возмущение ΔE_4 при $r_0 > r > F/kr_0 = (1/2)r_0 w_0/r_d$ имеет вид (с точностью до постоянного фазового множителя)

$$\Delta E_4(r) = E_0 \frac{1}{\pi} \frac{w_0}{r_d} \sqrt{\frac{r}{r_0}} \cos\left(\frac{k}{F} r r_d + \frac{\pi}{4}\right). \quad (12)$$

Если радиус диафрагмы $r_d \approx 10 w_0$, максимум амплитуды возмущения $\approx 0.03 E_0$. В данном случае точный выбор радиуса диафрагмы весьма существен. Так, если r_d соответствует дифракционному минимуму пучка в фокальной плоскости, максимальное значение возмущения на выходе фильтра возрастает — $\Delta E_4 \approx 0.18 E_0$. В реальных ПФ вследствие неидеальности краев диафрагмы различие между этими двумя случаями может сглаживаться.

На рис. 6 представлены рассчитанные амплитудные профили поля, прошедшего после фильтра некоторое расстояние в нелинейной среде. Возмущения, вносимые диафрагмой фильтра, возрастают линейно с ростом интеграла распада B_{p2} после фильтра. Это соответствует низкочастотному пределу мелкомасштабной самофокусировки [12]. Следует учитывать, однако, что величина максимального коэффициента передачи $K_{\max}$ дает верхнюю оценку скорости роста возмущений, причем низкочастотный предел отвечает чисто фазовым искажениям.

Таким образом, возможности пространственной фильтрации аподизированных лазерных пучков существенно зависят от формы пучка и интеграла распада системы. Для гауссовых пучков радиус диафрагмы должен удовлетворять условию

$$r_a/w_0 > 2B_p,$$

где B_p — полный интеграл распада системы, предшествующей рассматриваемому фильтру. С ростом степени аподизации N радиус диафрагмы должен быть увеличен. При заданном уровне возмущений он может быть получен из формул (7), (8).

При использовании оптических свойств ПФ (так называемые «ретрансляторы» [9]) возможно использование сигналов, имеющих в поперечном сечении форму, близкую к прямоугольной [13]. Несмотря на несколько более высокий уровень возмущений, возникающих на диафрагме ПФ при фильтрации таких пучков, в системах с большими интегралами распада они имеют важное преимущество по сравнению с аподизированными пучками — для таких сигналов интеграл распада не влияет на искажения, вносимые диафрагмой фильтра.

Выше мы анализировали только негативные последствия пространственной фильтрации лазерного излучения, не рассматривая собственно фильтрацию шумов — источников ММС в последующих нелинейных элементах. В действительности размеры диафрагмы ПФ должны определяться уровнем шумов в падающем на ПФ пучке. В расчетах конкретных лазерных систем можно считать, что энергия таких шумов в полосе пропускания ПФ должна быть порядка энергии возмущений, вносимых диафрагмой ПФ из-за обрезания основного лазерного пучка.

Литература

- [1] Н. Б. Баранова, Н. Е. Быковский, Ю. В. Сенатский, С. В. Чекалин. Тр. ФИАН СССР им. П. Н. Лебедева, 103, 84, 1978.
- [2] R. D. McWane. Nature, 211, 1081, 1966.
- [3] А. Е. Каплан. Изв. вузов, радиофизика, 12, 869, 1969.
- [4] С. Н. Власов, В. А. Петрищев, В. И. Таланов. Изв. вузов, радиофизика, 14, 1352, 1971.
- [5] J. T. Hunt, P. A. Renard, R. G. Nelson. Appl. Opt., 15, 1468, 1976.
- [6] А. А. Амосов, Н. С. Бахвалов, Я. М. Жилейкин, В. В. Коробкин, А. М. Прохоров. Письма ЖЭТФ, 30, 119, 1979.
- [7] A. Bettinger, C. Charles, J. Osmalin, G. Girard. Opt. Comm., 18, 176, 1976.
- [8] В. И. Баянов, А. А. Мак, В. А. Серебряков, В. Е. Яшин. Квант. электрон., 6, 902, 1979.
- [9] J. T. Hunt, J. A. Glaze, W. W. Simmons, P. A. Renard. Appl. Opt., 17, 2053, 1976.
- [10] Н. Н. Розанов, В. А. Смирнов. Квант. электрон., 5, 2538, 1978.
- [11] М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики, 432. «Наука», М., 1970.
- [12] Н. Н. Розанов, В. А. Смирнов. Квант. электрон., 7, 410, 1980.
- [13] А. Н. Жилин, А. Д. Стариков, В. Н. Чернов. Тез. докл. II Всесоюз. конф. «Оптика лазеров», 26. Л., 1980.

Поступило в Редакцию 2 апреля 1980 г.