

# Подавление самофокусировки в системе из двух нелинейных сред и пространственного фильтра

С.Г.Гаранин, И.В.Епатко, Л.В.Львов, Р.В.Серов, С.А.Сухарев

*Показано, что скорость развития пространственной неустойчивости из-за мелкомасштабной самофокусировки существенно зависит от взаимного расположения нелинейных сред и пространственных фильтров в установке. Получены выражения для расположения элементов, обеспечивающего наименьшую скорость роста флуктуаций интенсивности. Приведены результаты двумерных расчетов, подтверждающие эффективность данного метода подавления мелкомасштабной самофокусировки.*

**Ключевые слова:** подавления самофокусировки, численное моделирование.

## 1. Введение

Рост флуктуаций интенсивности лазерного пучка из-за мелкомасштабной самофокусировки (ММС) является одним из основных факторов, ограничивающих выходные параметры мощных лазерных установок при длительности импульса несколько наносекунд и менее. ММС приводит к повреждению элементов лазерной системы из-за резкого увеличения пиковой интенсивности и плотности энергии, а также к деградации качества и увеличению расходимости лазерного пучка.

Более четверти века назад на основе линеаризованной теории Беспалова – Таланова [1] было выполнено большое число работ, посвященных анализу различных методов уменьшения влияния ММС [2–6]. В [2, 3] было рассмотрено использование пространственных фильтров (ПФ) для ретрансляции изображения в оптической схеме и отфильтровывания высоких пространственных частот. В работе [5] указывалось на возможность подавления ММС за счет выбора параметров телескопов, а в [4, 6] исследовалась возможность подавления ММС за счет оптимального взаимного расположения элементов. Однако в те годы внимание исследователей было сосредоточено на анализе однопроходных многокаскадных систем, в которых каждый каскад работает в режиме, близком к предельному. Это не позволило детально проанализировать закономерности подавления ММС в простейшей системе из двух нелинейных сред (НС) и ПФ, определить количественные выражения для оптимального расположения элементов в зависимости от значения  $V$ -интеграла и угловых размеров диафрагмы ПФ.

Современные мощные установки [7–10] строятся на основе многопроходных усилителей, в которых основной нелинейный набег фазы приходится на выходной и пред-

шествующий ему элементы. Оптические схемы включают в себя ПФ, которые обеспечивают ретрансляцию изображения и уменьшение пространственной неоднородности пучка за счет отфильтровывания высоких пространственных частот.

В то же время при конструировании современных лазерных установок не учитывается возможность подавления ММС за счет оптимального расположения нелинейных элементов и ПФ, хотя использование для усиления пучков со сглаженным по краям распределением интенсивности позволяет достаточно свободно перемещать элементы внутри схемы, нарушая принцип точной ретрансляции, без возникновения дифракционных выбросов на краях пучка. При проведении с помощью программы ФРЕНЕЛЬ моделирования четырехканальной лазерной установки «Луч» на неодимовом фосфатном стекле с выходной энергией 12–16 кДж [7] было обнаружено, что скорость развития пространственной неустойчивости из-за ММС существенно зависит от взаимного расположения усилителей и ПФ в установке.

В настоящей работе рассмотрена упрощенная задача и определены критерии выбора оптимального расположения элементов, проведена оценка эффекта уменьшения флуктуаций интенсивности. Численное моделирование позволило проверить полученные результаты для ограниченных двумерных пучков в случае достаточно больших возмущений, а также определить количественные зависимости среднеквадратичного отклонения интенсивности пучка и отношения пиковой интенсивности к среднему значению от величины  $V$ -интеграла и углового размера диафрагмы ПФ для различных вариантов взаимного расположения элементов.

## 2. Оптическая схема

Для иллюстрации эффектов подавления мы будем использовать результаты моделирования оптической схемы, которая состоит из двух стеклянных стержней и двух одинаковых ПФ. Первый ПФ установлен перед первым стержнем. Он ограничивает ширину пространственного спектра возмущений на входе в систему. Второй ПФ установлен между стержнями. Изменение положения вто-

С.Г.Гаранин, Л.В.Львов, С.А.Сухарев. Российский федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ, Россия, Нижегородская обл., 607190 Саров, просп. Мира, 37; e-mail: lvov@otd13.vniief.ru  
И.В.Епатко, Р.В.Серов. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: epatko@kapella.gpi.ru

рого стержня относительно изображения первого стержня, создаваемого этим ПФ, позволяет управлять скоростью роста возмущений в системе.

Стержни выполнены из стекла с линейным и нелинейным показателями преломления  $n_0 = 1.516$  и  $n_2 = 1.1 \times 10^{-13}$  ед. СГСЭ соответственно. Длина каждого стержня равна 300 мм. Типичный диаметр лазерного пучка для такого стержня составляет 40–60 мм, но на рассматриваемый эффект размер пучка практически не влияет. ПФ состоят из двух идеальных линз с фокусным расстоянием 1 м, диаметр диафрагмы варьируется от 2 до 6 мм. Длина волны излучения равна 1.053 мкм. Средняя интенсивность излучения составляет 3 ГВт/см<sup>2</sup>. При этих параметрах  $B$ -интеграл для каждой НС ( $B_1 = B_2 = B$ ) равен 1.6 рад. Суммарный  $B$ -интеграл для двух сред обозначим  $B_\Sigma$  ( $B_\Sigma = B_1 + B_2 = 3.2$  рад).

### 3. Теория ММС Беспалова – Таланова (случай малых возмущений)

Поскольку большая часть работ, посвященных рассмотрению ММС в лазерных установках, была опубликована более четверти века назад, для простоты понимания приведем основные формулы, полученные в этих работах, в обозначениях более поздней работы [11].

Уравнение для волны с линейной поляризацией, распространяющейся в среде с кубической нелинейностью, имеет вид

$$\frac{\partial E}{\partial z} = \frac{1}{2ik} \Delta_\perp E - ik\gamma E|E|^2, \quad (1)$$

где  $E$  – напряженность электрического поля волны;  $k = 2\pi n_0/\lambda$  – волновое число;  $\lambda$  – длина волны в вакууме;  $\gamma = n_2/(2n_0)$ .

Решение ищется в виде гармонического возмущения

$$E = [A_0 + A_1(z) \cos(qx)] \exp(-ik\gamma|A_0|^2 z), \quad (2)$$

где  $A_0$  – амплитуда невозмущенной волны;  $q$  – поперечное волновое число возмущения;  $A_1$  – комплексная амплитуда возмущения, которую можно представить в виде  $A_1 = U + iV$ . Случай  $V = 0$  соответствует амплитудной модуляции, случай  $U = 0$  – модуляции, близкой к фазовой. Модуль амплитуды возмущения  $|A_1| = (U^2 + V^2)^{1/2}$ , а его фаза  $\phi = \arctan(V/U)$ .

В предположении, что  $|A_1| \ll A_0$ , окончательное решение имеет вид

$$U = U_0 \cosh(S\Theta) - \frac{1}{S} V_0 \sinh(S\Theta), \quad (3a)$$

$$V = -SU_0 \sinh(S\Theta) + V_0 \cosh(S\Theta),$$

где  $U_0 = U(z=0)$ ;  $V_0 = V(z=0)$ ;

$$\Theta = \frac{q^2}{2k} z; \quad S = \left(2 \frac{B}{\Theta} - 1\right)^{1/2}; \quad B = k\gamma|A_0|^2 z.$$

Величина  $B$  называется  $B$ -интегралом [4] и характеризует набег фазы невозмущенного пучка за счет нелинейной части показателя преломления.

При  $B = 0$  (нелинейность отсутствует) выражения (3a) переходят в решение для линейной системы:

$$U = U_0 \cos \Theta - V_0 \sin \Theta, \quad (3b)$$

$$V = U_0 \sin \Theta + V_0 \cos \Theta.$$

Определим коэффициент передачи возмущения по амплитуде как  $K_a(q, \phi) = |A_1(z)|/|A_1(0)|$ . Из анализа выражений (3a) следует, что  $K_a$  зависит от  $B$ -интеграла, пространственной частоты возмущения и его фазы на входе в НС. В зависимости от начальной фазы возмущения его амплитуда может как увеличиваться, так и уменьшаться.

Для заданной пространственной частоты быстрее всего будет расти возмущение, фаза которого на входе в НС

$$\phi_{\max}^{\text{in}}(q) = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\pi}{2} + \arctan \left[ \frac{\Theta - B}{S\Theta} \tanh(S\Theta) \right] \right\} + \pi m_1, \quad (4a)$$

а наибольшей скоростью убывания будут обладать возмущения с начальной фазой

$$\phi_{\min}^{\text{in}}(q) = \phi_{\max}^{\text{in}}(q) - \frac{\pi}{2} + \pi m_2, \quad (4b)$$

где  $m_1$  и  $m_2$  – произвольные целые числа.

Наибольший коэффициент передачи возмущений по амплитуде

$$K_a^{\max}(q) = K_a(q, \phi_{\max}^{\text{in}}) = \frac{B}{S\Theta} \sinh(S\Theta) + \left\{ 1 + \left[ \frac{B}{S\Theta} \sinh(S\Theta) \right]^2 \right\}^{1/2}, \quad (5a)$$

а наименьший коэффициент

$$K_a^{\min}(q) = \frac{1}{K_a^{\max}(q)}. \quad (5b)$$

Из выражений (3a) также следует, что фаза возмущения с наибольшей скоростью роста на выходе из НС

$$\phi_{\max}^{\text{out}}(q) = -\frac{\pi}{2} - \phi_{\max}^{\text{in}}(q). \quad (6)$$

Из формулы (5a) получим, что для волнового числа  $q_{\max} = 2[\pi B n_0 / (L\lambda)]^{1/2}$  (где  $L$  – длина НС) коэффициент  $K_a^{\max}(q)$  достигает максимального значения, равного  $\exp B$ . Для низких пространственных частот ( $q \rightarrow 0$ )  $K_a^{\max}$  стремится к величине  $B + (1 + B^2)^{1/2}$ .

Приведенные выше результаты работ [2–6] позволяют сделать следующие выводы.

Если возмущение на входе в систему состоит из многих пространственных гармоник со случайными фазами, то НС действует как фильтр, выборочно усиливая те гармоники, фаза которых близка к  $\phi_{\max}^{\text{in}}(q)$ . На выходе из НС фаза усиленных гармоник уже не является произвольной и достаточно строго определена.

При умеренных значениях  $B$ -интеграла ( $B = 1.6$ ) максимальные коэффициенты передачи для наиболее быстро растущих возмущений и для низкочастотных возмущений различаются всего на  $\sim 30\%$ . Уменьшение полосы пропускания ПФ будет приводить к уменьшению мощности усиленных возмущений со скоростью, практически пропорциональной уменьшению площади диафрагмы ПФ.

#### 4. Подавление самофокусировки в системе из двух нелинейных сред

Изменение амплитуды и фазы возмущения в системе из двух одинаковых НС, установленных на некотором расстоянии друг от друга, описывается последовательным применением выражений (3а), (3б) и снова (3а). При этом, если в рассматриваемой системе между двумя НС не установлен ни телескоп, ни ПФ, для вычисления величины  $\Theta$  в (3а) используется расстояние  $\Delta z$  между выходным торцом первой НС (НС1) и входным торцом второй НС (НС2). В противном случае  $\Delta z$  – это расстояние между формируемым телескопом изображением выходного торца НС1 и входным торцом НС2. В работах [4, 5] указывается, что подавление самофокусировки зависит от фазы возмущенной волны, однако анализ условий оптимального подавления самофокусировки не проводится.

Приведем простое рассуждение, которое позволит получить выражение для оптимального расстояния  $\Delta z$ . Пусть на входе в НС1 фаза возмущения равна  $\phi_{\max}^{\text{in}}(q)$ , тогда на выходе из НС1 согласно (6) фаза возмущения  $\phi_{\max}^{\text{out}} = -\pi/2 - \phi_{\max}^{\text{in}}(q)$ . На входе в НС2 фаза возмущения согласно (3б) изменится на величину  $q^2\Delta z/(2k)$ . Выберем такое  $\Delta z$ , чтобы выполнялось следующее условие:

$$-\frac{\pi}{2} - \phi_{\max}^{\text{in}}(q) + \frac{q^2\Delta z}{2k} = -\frac{\pi}{2} + \phi_{\max}^{\text{in}}(q) + \pi m, \quad (7)$$

где  $m$  – целое число.

Выполнение условия (7) означает, что рассматриваемое возмущение с волновым числом  $q$  будет уменьшаться в НС2 и его амплитуда на выходе из всей системы будет такой же, как и на входе в нее. Проведя расчеты по формулам (3а) и (3б), можно убедиться в том, что возмущения с той же пространственной частотой, но другими начальными фазами в описанной системе также не будут расти. Таким образом, выбирая расстояние между НС, можно добиться подавления самофокусировки для любого возмущения с заданной пространственной частотой. Так как целочисленный множитель  $m$  в уравнении (7) может принимать произвольные значения, то существует бесконечное множество решений этого уравнения. Поскольку в рассматриваемой системе  $\Delta z$  определено как расстояние между формируемым телескопом изображением выходного торца НС1 и входным торцом НС2, можно рассматривать не только положительные, но и отрицательные расстояния  $\Delta z$ . Покажем, что одно из решений, при котором  $\Delta z$  имеет отрицательное значение, обеспечивает подавление самофокусировки в значительно более широком диапазоне пространственных частот, чем все остальные решения.

Для этого рассмотрим три случая расположения НС2: непосредственно возле выходного торца НС1 ( $\Delta z = 0$ ), со сдвигом  $\Delta z = 20$  см относительно выходного торца НС1 и со сдвигом  $\Delta z = -20$  см относительно изображения выходного торца НС1. Будем рассматривать возмущения с различными пространственными частотами, при этом начальную фазу этих возмущений выберем так, чтобы обеспечить максимальную скорость их роста в НС1 (выражение (6)). На рис.1 приведены рассчитанные значения фазы на входе в НС2. Кривой 1 показаны результаты для случая расположения двух сред непосредственно друг за другом, кривой 2 – для смещения  $\Delta z = 20$  см, а кривой 3 – для смещения  $\Delta z = -20$  см.

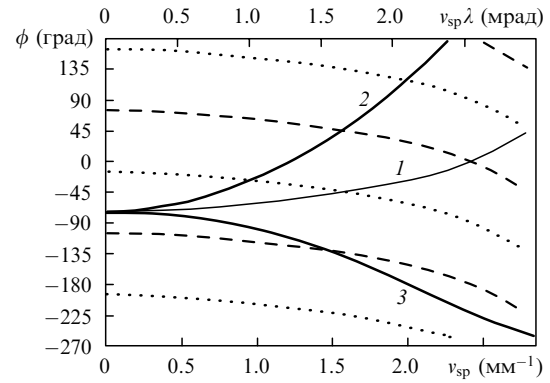


Рис.1. Зависимости фазы волны возмущения на входе в НС2 от пространственной частоты возмущения  $\nu_{sp} = q/2\pi$  и величины  $\nu_{sp}\lambda$  (при  $\lambda = 1.053$  мкм) для различных расположений НС: изображение выходного торца НС1 совпадает с входным торцом НС2 (или два стержня установлены вплотную друг к другу) (1), расстояние между выходным торцом НС1 и входным торцом НС2  $\Delta z = 20$  см (2), расстояние между изображением выходного торца НС1 и входным торцом НС2  $\Delta z = -20$  см (3). Штриховые и пунктирные линии – «желаемая» и «наиболее опасная» фазы соответственно.

На том же рисунке пунктирными кривыми показаны зависимости  $\phi_{\max}^{\text{in}}(q)$  (выражение (4а)). Назовем их линиями «наиболее опасной» фазы. Штриховыми кривыми даны зависимости  $\phi_{\min}^{\text{in}}(q)$  (выражение (4б)). Назовем их линиями «желаемой» фазы. Отметим, что линии как «наиболее опасной», так и «желаемой» фазы имеют отрицательную производную по пространственной частоте.

Видно, что кривые 1–3 начинаются из одной точки в области низких пространственных частот, но кривые 1, 2 имеют положительные производные и пересекают линии как «желаемой» фазы, так и «наиболее опасной» фазы. Возмущения с пространственными частотами, определяемыми точками пересечения кривых 1–3 с линиями «желаемой» фазы, не будут усиливаться в рассматриваемой системе. Возмущения, пространственные частоты которых определяются точками пересечения с линиями «наиболее опасной» фазы, имеют наибольший коэффициент передачи. Кривая 3 имеет отрицательную производную и близка к одной из линий «желаемой» фазы в достаточно широком диапазоне пространственных частот.

На рис.2 для тех же трех случаев взаимного расположения НС1 и НС2 приведены зависимости максимальных коэффициентов передачи возмущений от их пространственной частоты. Видно, что как при отрицательном, так и при положительном расстоянии в соответствии с рис.1 существует пространственная частота, для которой  $K_a^{\text{max}} = 1$ . При положительных сдвигах  $\Delta z$  на кривой 2 (рис.2) появляется резкий провал, но ширина провала относительно невелика. При отрицательном расстоянии между НС практически во всем рассматриваемом диапазоне пространственных частот коэффициент передачи возмущений существенно меньше, чем в других случаях.

Оптимальный сдвиг зависит от полосы пропускания ПФ и формы спектра пространственных возмущений. Если необходимо обеспечить  $K_a^{\text{max}}(q) = 1$  при заданном  $q = q_1$ , то оптимальное решение уравнения (7) записывается в виде

$$\Delta z = \frac{4k}{q_1^2} \phi_{\max}^{\text{in}}(q_1). \quad (8a)$$

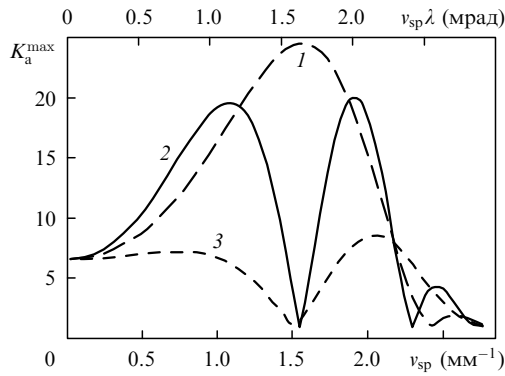


Рис.2. Зависимости максимального коэффициента передачи возмущения  $K_a^{\max}$  от пространственной частоты возмущения  $v_{sp} = q/2\pi$  и величины  $v_{sp}\lambda$  (при  $\lambda = 1.053$  мкм) в системе из двух НС и ПФ без диафрагмы (телескопа) для различных расположений НС: изображение выходного торца НС1 совпадает с входным торцом НС2 (или два стержня установлены вплотную друг к другу) (1), расстояние между выходным торцом НС1 и входным торцом НС2  $\Delta z = 20$  см (2), расстояние между изображением выходного торца НС1 и входным торцом НС2  $\Delta z = -20$  см (3).

Если в ПФ установлена диафрагма с угловым размером  $\varphi_{\text{lim}} \leq k/q_{\text{max}}$ , то для определения оптимального сдвига при равномерном пространственном спектре возмущений можно использовать полуэмпирическую формулу

$$\Delta z \approx -\frac{L}{n_0} \frac{\arctan B}{B} + \frac{\lambda}{\pi(0.85\varphi_{\text{lim}})^2} \left( \arctan B - \frac{\pi}{2} \right). \quad (86)$$

Для вывода этой формулы зависимость  $\phi_{\text{max}}^{\text{in}}(q)$  интерполирована параболой, а величина  $q_1$  выбрана равной  $0.85\varphi_{\text{lim}}k$ . Подставив в выражение (86) параметры нелинейной среды, получим, что для углового размера диафрагмы 1.5 мрад оптимальный сдвиг равен  $-24$  см, а для 1 мрад он составляет  $-38$  см.

Таким образом, в приближении малых возмущений линейризованная теория Беспалова – Таланова предсказывает возможность значительного подавления ММС в системе из двух НС и ПФ за счет подбора взаимного расположения элементов.

Математическое моделирование позволяет проверить это предсказание для больших амплитуд возмущений, ограниченных по пространству пучков, насыщения усиления. Расчеты двумерных распределений интенсивностей позволяют определить эволюцию пиковой интенсивности и ее среднеквадратического отклонения от среднего значения по мере распространения пучка.

## 5. Моделирование поперечной неустойчивости при самофокусировке реальных пучков

### 5.1. Краткая характеристика модели

Моделирование проводилось с помощью программы ФРЕНЕЛЬ. В программе параболическое уравнение решается в параксиальном приближении с использованием серии преобразований Фурье. Лазерный пучок задается в виде трехмерного массива комплексных чисел, описывающих распределения амплитуды и фазы электрического поля в пространстве и во времени. Массив может содержать до  $2^{27}$  элементов. В зависимости от решаемой задачи используются массивы размером  $1 \times 8192 \times 8192$ ,

$8 \times 4096 \times 4096$ ,  $32 \times 2048 \times 2048$  и т. д. Первое число соответствует числу шагов дискретизации по времени, следующие два отвечают числу шагов дискретизации по пространству.

Для моделирования нелинейно-оптических элементов используется метод пошагового разделения, при котором однородная среда разбивается на ряд бесконечно тонких нелинейных слоев, разделенных вакуумными промежутками [12]. Для обеспечения корректности результатов максимальное приращение фазы в любом нелинейном слое не должно превышать  $0.1 - 0.2$  рад. Программа ФРЕНЕЛЬ позволяет учитывать влияние линейных и нелинейных потерь, усиление интенсивности в активной среде, изменение временной формы импульса за счет насыщения усиления, но в настоящей работе все эти эффекты для упрощения анализа не рассматриваются.

### 5.2. Входное распределение

Входной пучок задавался в виде ограниченного пучка с плоской вершиной и мощностью  $P$ , на который наложена амплитудная модуляция в виде гауссова шума с заданной мощностью  $P_{\text{noise}}$  и в среднем равномерным спектральным распределением в заданной полосе. Распределение интенсивности шума в дальней зоне (угловой спектр) представляет собой спекл-структуру с характерным угловым размером  $\lambda/D$  (где  $D$  – размер пучка). Выражение «в среднем равномерным» означает, что после усреднения по азимуту интенсивность шума в дальней зоне не зависит от угла между направлениями распространения основной волны и компоненты шума. Максимальный угол отклонения направления распространения шумовой волны от оси основного пучка составляет 1.5 мрад, при этом минимальный размер спекла в ближней зоне равен 0.7 мм.

В качестве характеристики неоднородности пучка мы будем использовать отношение пиковой интенсивности к ее среднему значению  $I_{\text{peak}}/I_{\text{av}}$ . Несмотря на то что эта величина крайне важна для определения вероятности разрушения оптических элементов, нам известна только одна работа [13], в которой приведена эмпирическая формула для ее расчета в лазерной системе с ММС. Для корректной оценки пиковой интенсивности при моделировании необходимо набрать значительную статистику вычислений. В работах [13, 14] в качестве меры неоднородности пучка использовался так называемый контраст  $\text{rms}_I/I_{\text{av}}$ , где  $\text{rms}_I$  – среднеквадратичное отклонение интенсивности пучка. Для оценки этой величины можно использовать меньшие выборки. Для входного распределения величины  $\text{rms}_I/I_{\text{av}}$  и  $I_{\text{peak}}/I_{\text{av}}$  с хорошей точностью описываются следующими формулами:

$$\text{rms}_I/I_{\text{av}} = \left[ 1 + \left( \frac{P_{\text{noise}}}{P} \right)^{1/2} \right]^2 - 1, \quad (9a)$$

$$I_{\text{peak}}/I_{\text{av}} = \left[ 1 + c \left( \frac{P_{\text{noise}}}{P} \right)^{1/2} \right]^2, \quad c \approx 5. \quad (9b)$$

Максимальный размер счетной сетки составлял  $8192 \times 8192$  точек, шаг дискретизации был равен 0.063 мм, а размер моделируемого пучка – 42 см. Последний размер значительно больше реальных размеров пучков в рассматриваемой системе, что позволило нам при моделировании заменить статистику по реализациям статистикой по пространству. Шаг дискретизации на порядок

меньше минимального размера спекла, что также гарантирует точность вычислений.

**5.3. Результаты моделирования**

Пиковая интенсивность  $I_{\text{peak}}$  – наибольшее значение интенсивности в данной плоскости сечения пучка. Определим максимальную интенсивность  $I_{\text{max}}$  как наибольшую пиковую интенсивность на всем пути распространения.

При проведении двумерных расчетов определялась пиковая интенсивность в пучке во многих сечениях вдоль пути распространения от входа в НС1 до расстояния  $Z \approx 2$  м после выхода из НС2. Наибольший практический интерес представляют пиковая интенсивность на выходе из НС2 и максимальная пиковая интенсивность в некоторой плоскости, расположенной за НС2. Первая определяет вероятность разрушения НС2, а вторая – разрушение некоторого оптического элемента, который может оказаться в этой плоскости. На рис.3,а показано изменение пиковой интенсивности в моделируемом пучке по мере его распространения в НС2 и за ней. Эволюция пучка (со случайной шумовой компонентой) при самофокусировке происходит следующим образом: в одной из точек сечения пучка интенсивность достигает локального максимума и затем начинает уменьшаться, в другой случайной точке на некотором расстоянии  $Z$  интенсивность становится максимальной во всем сечении пучка и т. д. Эти точки зачастую сильно удалены друг от друга в

сечении пучка, поэтому пиковые интенсивности для различных расстояний  $Z$  могут соответствовать точкам с различными координатами в поперечном сечении пучка.

На входе в НС1 доля шумовой компоненты поля  $P_{\text{noise}}/P = 9 \times 10^{-5}$ ,  $I_{\text{peak}}/I_{\text{av}} = 1.1$  (контраст равен 0.0185). Нулевая координата  $Z$  соответствует входу в НС2, плоскость  $Z = 30$  см – выходу из НС2. Штриховая кривая построена для системы без подавления самофокусировки, в которой изображение выходного торца НС1 совпадает с входным торцом НС2. В этом случае пиковая интенсивность пучка непрерывно растет в НС2 ( $Z = 0 - 30$  см) и на выходе из нее превышает среднюю интенсивность в 2.8 раза. После выхода из НС2 пиковая интенсивность продолжает расти и достигает своего максимума на расстоянии 5 см ( $Z = 35$  см) от границы НС2. В этой плоскости пиковая интенсивность превышает среднюю в 3.4 раза. Продолжение роста пиковой интенсивности при линейном распространении связано с формой волнового фронта пучка на выходе из НС2. В области основных пиков интенсивности волновой фронт является сходящимся, а для минимумов – расходящимся. При распространении пучка это приводит к увеличению контраста по интенсивности и продолжению роста пиковой интенсивности.

В дальнейшем под оптимизацией нелинейной системы будем подразумевать уменьшение максимальной интенсивности  $I_{\text{max}}$ . Серия расчетов показала, что оптимальный сдвиг для нелинейной системы  $\Delta z = -24$  см.

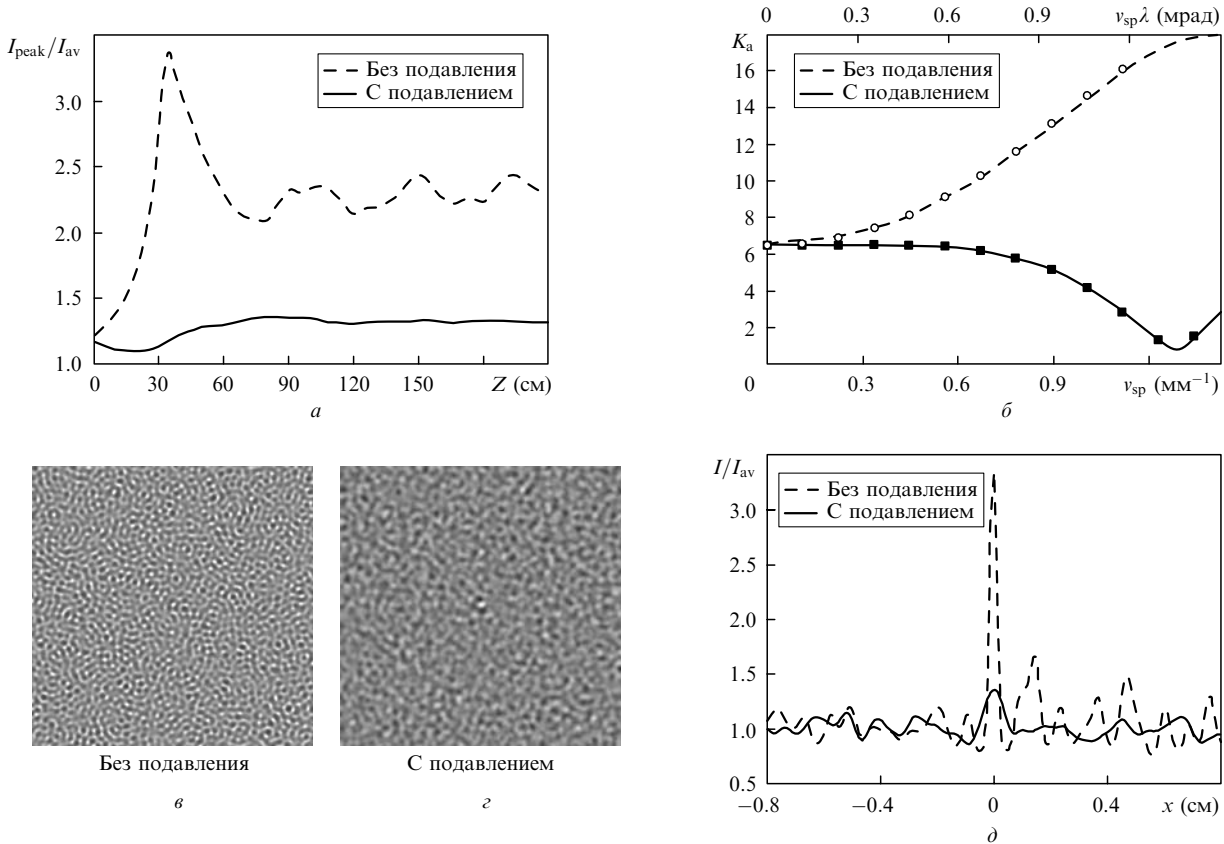


Рис.3. Результаты двумерного численного моделирования: эволюция отношения пиковой интенсивности к средней при распространении излучения после выхода из системы из двух НС (а), зависимости коэффициента передачи возмущения от пространственной частоты  $v_{sp}$  и величины  $v_{sp}\lambda$  в системе без подавления и с подавлением самофокусировки (кривые – результаты моделирования, точки – предсказания линеаризованной теории Беспалова – Таланова) (б), пространственные распределения интенсивности в системе без подавления и с подавлением самофокусировки в плоскостях  $Z = 35$  и  $80$  см соответственно, отвечающие максимальному значению пиковой интенсивности (в, з) и сечения распределения интенсивности в плоскостях  $Z = 35$  и  $80$  см, проходящие через самую яркую точку каждого распределения (д).

Это значение согласуется с выражением (8б). Сплошная кривая на рис.3,а соответствует системе с подавлением самофокусировки, когда НС2 смещена на 24 см по направлению к ПФ. Данная зависимость показывает, что для оптимальной системы максимальная интенсивность существенно меньше, чем для системы без подавления самофокусировки, и нигде не превышает 1.36 от средней интенсивности. На выходе из НС2 это отношение интенсивностей равно 1.13, что практически совпадает с величиной 1.1, которая задавалась на входе в нелинейную систему. Для систем с оптимальным подавлением типично уменьшение пиковой интенсивности при распространении пучка внутри НС2 до некоторой плоскости (см. рис.2). Затем, когда эффект самофокусировки в НС2 становится доминирующим, начинается рост пиковой интенсивности, который продолжается и вне НС2.

На рис.3,б приведены коэффициенты передачи шумовой компоненты  $K_a$  в зависимости от пространственной частоты после прохождения нелинейной системы. Кривыми показаны результаты двумерного моделирования самофокусировки, точками – предсказания линеаризованной теории Беспалова – Таланова. Видно, что даже в системе без подавления, когда максимальная амплитуда шума почти равна средней амплитуде поля пучка, линеаризованная теория хорошо предсказывает коэффициент передачи по амплитуде.

На рис.3,в и г представлены фрагменты двумерных распределений интенсивности для рассматриваемых вариантов системы в плоскостях  $Z = 35$  и  $80$  см соответственно, а на рис.3,д – сечения этих распределений, проходящие через самую яркую точку каждого распределения.

Результаты моделирования показывают, что контраст и максимальная интенсивность на выходе из нелинейной системы определяются энергией шума, увеличившейся в результате самофокусировки. Введем эффективный коэффициент передачи  $\kappa_{\text{eff}}$  для нелинейной системы. Величина  $\kappa_{\text{eff}}^2 P_{\text{noise}}$  описывает увеличившуюся в результате самофокусировки мощность шума после прохождения нелинейной системы. Проведенные двумерные расчеты показали, что на выходе из системы величины  $\text{rms}_I/I_{\text{av}}$  и  $I_{\text{max}}/I_{\text{av}}$  для оценок можно приближенно описать следующими выражениями:

$$\text{rms}_I/I_{\text{av}} = \left[ 1 + \kappa_{\text{eff}} \left( \frac{P_{\text{noise}}}{P} \right)^{1/2} \right]^2 - 1, \quad (10a)$$

$$I_{\text{max}}/I_{\text{av}} = \left[ 1 + c\kappa_{\text{eff}} \left( \frac{P_{\text{noise}}}{P} \right)^{1/2} \right]^2, \quad c \approx 5. \quad (10б)$$

В системе без подавления  $\kappa_{\text{eff}}$  стремится к  $\exp(0.9B_{\Sigma})$  при полосе пропускания ПФ, сравнимой с  $q_{\text{max}}$ , и к  $B_{\Sigma} + (1 + B_{\Sigma}^2)^{1/2}$  при полосе пропускания ПФ, меньшей  $q_{\text{max}}/3$ . В системе с ограниченной полосой пропускания ПФ, меньшей  $q_{\text{max}}$ , и при оптимальном отрицательном сдвиге между НС, определяемом формулой (8б),  $\kappa_{\text{eff}} \approx 0.5 \times [B_{\Sigma} + (1 + B_{\Sigma}^2)^{1/2}]$ .

В отличие от эмпирических соотношений, использовавшихся в работах [13, 14], формулы (10) имеют простой физический смысл и учитывают влияние углового размера диафрагмы ПФ, взаимного расположения элементов и величины начальных возмущений.

Моделирование с использованием программы ФРЕНЕЛЬ показало, что подавление самофокусировки в системе из двух НС и ПФ сохраняется при достаточно боль-

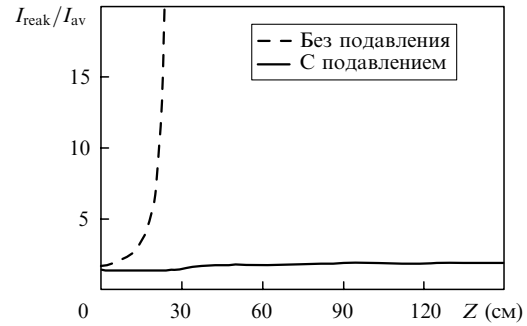


Рис.4. Развитие самофокусировки в системе. На входе в систему  $P_{\text{noise}}/P = 4 \times 10^{-4}$ , контраст равен 0.041,  $I_{\text{peak}}/I_{\text{av}} = 1.22$ .

шом (1.22) отношении  $I_{\text{peak}}/I_{\text{av}}$  на входе в систему. В этом случае для системы с подавлением, как показывают двумерные расчеты (рис.4), на выходе из НС2 пиковая интенсивность превышает среднюю в 1.44 раза, а максимальная интенсивность – в 1.9 раза. В системе без подавления при таком же уровне шума на входе самофокусировка приводит к катастрофическому росту интенсивности внутри НС2 на расстоянии 24 см от входного торца, т. е. к разрушению среды.

В заключение приведем сводную таблицу результатов двумерных расчетов ММС для пучка со случайной шумовой модуляцией.

Табл.1.

Система	$I_{\text{peak}}/I_{\text{av}}$ (на входе)	$I_{\text{peak}}/I_{\text{av}}$ (на выходе из НС2)	$I_{\text{max}}/I_{\text{av}}$
Без подавления	1.1	2.8	3.4
С подавлением		1.13	1.36
Без подавления	1.22	Разрушение среды	–
С подавлением		1.44	1.9

## 6. Выводы

Таким образом, показано, что за счет подбора оптимального взаимного расположения элементов в системе из двух нелинейных сред и пространственного фильтра между ними удастся значительно уменьшить величину пиковых выбросов интенсивности, вызванных самофокусировкой. Оптимальный сдвиг зависит как от параметров нелинейных сред, так и от формы спектра пространственных возмущений.

Приведены выражения, связывающие максимальную интенсивность и контраст после самофокусировки с параметрами нелинейной системы и мощностью шума на входе в нее.

Подавление самофокусировки позволяет существенно повысить надежность работы многокаскадных лазерных установок с высокой интенсивностью излучения. Чтобы определить возможность дальнейшего увеличения средней выходной интенсивности необходимо исследовать эффект возникновения нелинейного изображения (hot image) и влияние на самофокусировку насыщения усиления в активной среде.

1. Беспалов В.И., Таланов В.И. *Письма в ЖЭТФ*, 3, 307 (1966).
2. Hunt J.T., Glaze J.A., Simmons W.W., Renard H.F. *Appl. Opt.*, 17, 2053 (1978).

3. Holzrichter J.F., Eimerl D., George E.V., Trenholme J.B., Simmons W.W., Hunt J.T. *LLNL. Physics of Laser Fusion. Vol. III. High Power Pulsed Lasers, UCRL-52868, Rev 1* (Livermore, Cal, 1982, pp 31–35).
4. Розанов Н.Н., Смирнов В.А. *Квантовая электроника*, **7**, 410 (1980).
5. Власов С.Н., Яшин В.Е. *Квантовая электроника*, **8**, 510 (1981).
6. Бабиченко С.М., Быковский Н.Е., Сенатский Ю.В. *Квантовая электроника*, **9**, 161 (1982).
7. Van Wouterghem B.M., Barker C.E., Murray J.R., Smith I.C., Campbell J.H., Browning D.F., Speck D.R., Behrendt W.C. *LLNL. ICF Quarterly Report UCRL-LR-105821-95-1* (Livermore, Cal, 1995, pp 1–17).
8. Miller G.H., Moses E.I., Wuest C.R. *Opt. Eng.*, **43**, 2841 (2004).
9. Гаранин С.Г., Зарецкий А.И., Илькаев Р.И., Кириллов Г.А., Кочемасов Г.Г., Курунов Р.Ф., Муругов В.М., Сухарев С.А. *Квантовая электроника*, **35**, 299 (2005).
10. Andre M.L. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3047**, 38 (1997).
11. Sacks R.A., Henesian M.A., Haney S.W., Trenholm J.B. *LLNL. ICF Quarterly Report UCRL-LR-105821-96-4* (Livermore, Cal, 1996, pp 207–213).
12. Williams W., Trenholme J.B., Orth C., Haney S.W., Sacks R.A., Auerbach J., Lawson J., Henesian M., Jancaitis K., Renard P. *LLNL. ICF Quarterly Report UCRL-LR-105821-96-4* (Livermore, Cal, 1996, pp 181–191).
13. Williams W.H., Auerbach J.M., Henesian M.F., Lawson J.K., Hunt J.T., Sacks R.A., Widmayer C.C. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3264**, 93 (1998).
14. Wegner P., Van Wouterghem B.M., Burkhardt S., Widmayer C.C., Murray J.R. *LLNL. ICF Quarterly Report UCRL-LR-105821-99-1* (Livermore, Cal, 1996, pp 43–61).