

УДК 535

ОСОБЕННОСТИ РАЗВИТИЯ МЕЛКОМАСШТАБНОЙ САМОФОКУСИРОВКИ В СВЕРХМОЩНЫХ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРАХ

*В. Н. Гинзбург**, *А. А. Кочетков*, *С. Ю. Миронов*, *А. К. Потемкин*,
Д. Е. Силлин, *Е. А. Хазанов*

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

Физической причиной отличия мелкомасштабной самофокусировки наносекундных и фемтосекундных импульсов является то, что типичная интенсивность последних на три порядка больше: 1 ТВт/см^2 вместо 1 ГВт/см^2 . Следствием этого является значительное смещение максимума инкремента неустойчивости Беспалова—Таланова в область высоких пространственных частот. Спадание спектральной плотности шума и самофилтрация пучка при свободном распространении приводят к уменьшению мощности шума в области максимального инкремента и, следовательно, к замедлению развития самофокусировки. Показано, что это «отодвигает» в сторону больших мощностей ограничение на использование в сверхмощных лазерах оптических элементов, работающих на просвет.

ВВЕДЕНИЕ

При распространении интенсивной плоской волны в среде с кубической (керровской) нелинейностью развивается неустойчивость Беспалова—Таланова [1] — рост амплитуды пространственных гармонических возмущений. Эта неустойчивость приводит к мелкомасштабной самофокусировке (ММСФ). В сверхмощных фемтосекундных лазерах ММСФ ограничивает, а иногда и исключает использование работающих на просвет оптических элементов: удвоителей частоты и других нелинейных элементов, четверть- и полуволновых пластинок, делителей пучка, поляризаторов и т. д. Ключевым параметром, определяющим инкремент неустойчивости, является набег нелинейной фазы, который называется интегралом распада, или B -интегралом:

$$B = kLn_2I, \quad (1)$$

где L — длина нелинейного элемента, n_2 — нелинейный показатель преломления, определяемый тензором кубической нелинейности $\chi^{(3)}$, I — интенсивность излучения, $k = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны в вакууме. Основы теории ММСФ были заложены в статье [1], а дальнейшее развитие она получила в целом ряде работ [2–9] в связи с наносекундными лазерами на неодимовом стекле. Из-за ММСФ при $B > 2 \div 3$ пучок разбивается на нити (филаменты) [10–12], что приводит к существенному снижению его качества и пробоем оптических элементов. Поскольку даже для фемтосекундных лазеров керровская нелинейность безынерционна (характерное время меньше 1 фс, т. к. определяется временем отклика электронного облака в атоме), это ограничение на B -интеграл зачастую распространяется и на фемтосекундные лазеры (см., например, [11–14]), что, как будет показано в данной работе, неверно.

Наиболее принципиальным является то, что интенсивность, при которой происходит оптический пробой, для фемтосекундных импульсов много больше, чем для наносекундных. Из-за этого типичная интенсивность лазерных пучков I меняется на три порядка: от 1 ГВт/см^2 для наносекундных импульсов до 1 ТВт/см^2 для фемтосекундных. В соответствии с (1) это приводит к необходимости использовать оптические элементы на три порядка тоньше. Кроме этого

* vlgin@rambler.ru

тривиального отличия, есть и более существенные, связанные с тем, что значительно уширяется полоса пространственных частот, в которой существует неустойчивость. Исследованию этих отличий посвящена настоящая работа. Отметим, что для импульсов с длительностью в несколько десятков фемтосекунд на развитие ММСФ может оказывать влияние нелинейная дисперсия (т. е. зависимость групповой скорости от интенсивности) и комбинационное рассеяние. Влияние этих нестационарных эффектов на развитие ММСФ нуждается в дополнительном исследовании, которое выходило за рамки работы.

1. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МЕЛКОМАСШТАБНОЙ САМОФОКУСИРОВКИ

Приведём кратко результаты теории ММСФ, которые принципиально важны для понимания этого явления в сверхмощных фемтосекундных лазерах. В рамках данной работы мы ограничимся линейной теорией, которая не учитывает истощение, т. е. мощность шума даже на выходе нелинейной среды много меньше мощности основного излучения. Пусть на входе в нелинейный элемент к плоской волне, распространяющейся вдоль оси z , добавляется пространственное возмущение (шум), которое представляет собой пару плоских волн, распространяющихся под углами $\theta = \pm k_{\perp}/k_0$, k_{\perp} — поперечный волновой вектор, $k_0 = 2\pi n_0/\lambda$, n_0 — линейный показатель преломления. Здесь и далее строчными буквами θ будем обозначать углы внутри нелинейной среды, а заглавными $\Theta = \theta n_0$ — снаружи (в вакууме). Произвольное возмущение может быть представлено в виде суперпозиции таких волн. Эти возмущения могут быть неустойчивы при условии [1]

$$0 < \theta < \theta_{\text{cr}} = 2\sqrt{n_2 I/n_0}, \quad (2)$$

причём максимальный инкремент неустойчивости достигается для угла

$$\theta_{\text{max}} = \theta_{\text{cr}}/\sqrt{2} = \sqrt{2n_2 I/n_0}. \quad (3)$$

Возмущения с $\theta = \theta_{\text{max}}$ наиболее опасны с точки зрения развития ММСФ. Заметим, что в формулу для угла θ_{max} не входит длина нелинейной среды L . Коэффициент усиления шума по интенсивности K_{φ} существенным образом зависит от фазы входного шума φ_{in} и при определённых φ_{in} может быть меньше единицы даже в области неустойчивости (2). Обычно фаза шума — случайная величина, равномерно распределённая на отрезке от 0 до 2π , поэтому интерес представляет усреднённое по φ_{in} значение $K = \langle K_{\varphi} \rangle$, для которого в [9] получена формула

$$K(B, \theta/\theta_{\text{cr}}) = 1 + (2/\chi^2) \text{sh}^2(B\chi), \quad (4)$$

где

$$\chi^2 = 4 \left(\frac{\theta^2}{\theta_{\text{cr}}^2} - \frac{\theta^4}{\theta_{\text{cr}}^4} \right) = 4(\xi - \xi^2), \quad (5)$$

$\xi = (\theta/\theta_{\text{cr}})^2$. При нарушении условия (2) величина χ становится мнимой, однако K остаётся действительным и (4) можно использовать при любых θ . Таким образом, коэффициент усиления шума K определяется двумя величинами: B и ξ . На рис. 1а построены зависимости $K(\theta)$ для различных θ_{cr} . Поскольку K существенно зависит от θ , то для определения интегрального для всех θ коэффициента усиления шума G принципиальным является спектр шума. Обычно для простоты полагалось [15–17], что шум имеет равномерный спектр во всей полосе неустойчивости $0 < \theta < \theta_{\text{cr}}$ (белый шум). Если пренебречь шумами при $\theta > \theta_{\text{cr}}$, то G зависит только от B -интеграла и может быть найден по формуле $G(B) \approx \text{ch}(1,83B)$ [16]. Одним из мотивов предположения о равномерном спектре шума являлась относительно небольшая область неустойчивости

для наносекундных лазерных импульсов, типичная интенсивность которых составляет порядка 1 ГВт/см^2 . Взяв для оценок $n_2 = 3 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2/\text{Вт}$ и $I = 2,5 \text{ ГВт/см}^2$, из (2) получаем $\theta_{\text{cr}} \approx 1,5$ мрад. Принципиально важной особенностью ММСФ в сверхмощных фемтосекундных лазерах по сравнению с наносекундными является значительное расширение диапазона неустойчивости из-за увеличения угла θ_{cr} . Это связано с тем, что порог пробоя оптических элементов в фемтосекундном диапазоне существенно выше и интенсивность лазерного излучения составляет по порядку величины не 1 ГВт/см , а 1 ТВт/см^2 , следовательно, угол θ_{cr} согласно (2) увеличивается в 30 раз. Для таких больших углов предположение о том, что шум имеет равномерный спектр во всей полосе неустойчивости $0 < \theta < \theta_{\text{cr}}$, неочевидно и, как будет показано в данной работе, неверно. Здесь и далее мы будем интересоваться диапазоном $\theta = 0,1 \div 100$ мрад, т. к. $\theta < 0,1$ мрад соответствует пространственным масштабам более 1 см , что малоинтересно с практической точки зрения, а шумы с $\theta > 100$ мрад находятся, как правило, вне области неустойчивости (2). Следующий раздел посвящён анализу спектральных особенностей пространственных шумов в мощных лазерных пучках.

2. СПЕКТР ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ШУМОВ

В лазерных пучках существуют два вида пространственных шумов: фазовый и амплитудный. Причина фазового шума — это вносимые оптическими элементами искажения волнового фронта $\delta\varphi$. При $\delta\varphi \ll 1$ умножение поля на $\exp(i\delta\varphi) \simeq 1 + i\delta\varphi$ эквивалентно добавлению шума, сдвинутого по фазе на $\pi/2$. Спектральная плотность шума определяется спектральной плотностью профиля волнового фронта. Причина амплитудного шума — это дефекты оптических элементов, приводящие к нулевой интенсивности в некоторых точках поперечного сечения пучка: пылинки, царапины, пробои. Любая модуляция амплитуды эквивалентна умножению поля на $1 + \delta$ (где δ — действительное число), т. е. амплитудный шум «при рождении» имеет нулевую фазу (или фазу $-\pi$) относительно плоской волны. Свободное распространение света на расстояние l сводится к дополнительному набегу фазы шума относительно плоской волны:

$$\varphi_f = \Theta^2 \frac{kl}{2}. \quad (6)$$

Как уже указывалось выше, важной особенностью сверхмощных импульсов являются большие углы θ_{max} — десятки миллирадиан. Для $\theta = \theta_{\text{max}}$ набег фазы шума в свободном пространстве φ_f достигает 2π на расстояниях l около 1 мм . Следовательно, при расстоянии 1 см и более φ_f является быстро меняющейся функцией θ и при вычислении интегрального коэффициента усиления (т. е. при интегрировании по углу θ) фазу шума на входе в нелинейный элемент можно считать случайной. Другими словами, фаза шума на входе в нелинейный элемент φ_{in} — это случайная величина и для амплитудного, и для фазового («по происхождению») шума. Однако модуль спектра при распространении не меняется, поэтому квадрат модуля спектра шума является суммой квадратов модулей спектров амплитудного и фазового шумов.

2.1. Фазовый шум

Неоднородность показателя преломления обычно крупномасштабная и не вносит большого вклада в шум при больших θ , а профиль поверхности оптических элементов, наоборот, содержит весь спектр пространственных масштабов и, следовательно, углов θ . Профиль поверхности характеризуется функцией PSD (Power Spectral Density), представляющей собой одномерную спектральную плотность распределения высот поверхности. В оптике величины PSD принято измерять в $\text{нм}^2 \cdot \text{мм}$. Интегрирование функции PSD(k_x) по пространственной частоте k_x даёт квадрат

среднеквадратичного отклонения профиля поверхности от идеальной плоскости. Типичная для оптических элементов функция PSD(k_x) хорошо аппроксимируется степенной зависимостью [18]

$$\text{PSD}(k_x) = \Phi_1 / (k_x^\beta), \quad (7)$$

причём в интересующем нас диапазоне пространственных частот $\beta = 1,55$. Здесь Φ_1 — постоянная, зависящая от качества обработки оптической поверхности. Чтобы найти спектр фазового шума, нужно перейти к двумерной функции PSD2, т. е. к спектральной плотности профиля поверхности. Если на поверхности нет выделенных направлений, т. е. от k_x/k_y ничего не зависит, функция PSD2 зависит только от $k_\perp = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ (x и y — декартовы координаты в поперечном сечении пучка). В этом случае одномерная функция PSD(k_x) вычисляется через двумерную функцию PSD2:

$$\text{PSD}(k_x) = \int_{-\infty}^{+\infty} \text{PSD2}(\sqrt{k_x^2 + k_y^2}) dk_y. \quad (8)$$

Сделаем предположение, что PSD2(k_\perp) является степенной функцией, т. е.

$$\text{PSD2}(k_\perp) = \Phi_2 / (k_\perp^b), \quad (9)$$

где Φ_2 и b — постоянные. Тогда из (7)–(9) получаем

$$\frac{\Phi_1}{k_x^\beta} = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\Phi_2 dk_y}{(k_x^2 + k_y^2)^{b/2}} = \Phi_2 k_x^{1-b} \frac{\sqrt{\pi} \Gamma((b-1)/2)}{\Gamma(b/2)}, \quad (10)$$

где $\Gamma(x)$ — гамма-функция. Из (10) видно, что $b = \beta + 1 = 2,55$. Таким образом, предположение о том, что функция PSD2 является степенной, позволило нам найти эту функцию, т. е. определить решение уравнения (8). Доказательство единственности этого решения оставим за рамками данной статьи. Учитывая, что профиль фазы повторяет профиль поверхности с точностью до множителя $2k$ при отражении от поверхности и $(n_1 - 1)k$ при прохождении через поверхность (n_1 — показатель преломления), а спектральная плотность мощности S_{ph} шумового поля, вызванного фазовым шумом, пропорциональна спектральной плотности мощности фазы, получаем

$$S_{\text{ph}}(\theta) = (\Phi/\theta^b)P_0, \quad (11)$$

где $\Phi = 4\Phi_2 k^{4-b} n_0^{2-b}$, $P_0 = IS$ — полная мощность излучения, S — площадь пучка. Формула для Φ приведена для пучка, отражённого от поверхности; для пучка, прошедшего через поверхность, Φ в $4/(n_1 - 1)^2$ раз меньше.

На рис. 16 построен спектр (11) при $\Phi = 0,23 \cdot 10^{-6}$, $b = 2,55$, что соответствует спецификации на оптические элементы установки National Ignition Facility (NIF, Ливермор, США), а также спектр, рассчитанный с помощью функции PSD, приведённой в [18]. Из рис. 16 в диапазоне углов $\theta = 1 \div 100$ мрад видно очень хорошее совпадение определяемого показателем степени b наклона кривых в логарифмическом масштабе. При $\theta = 0,1 \div 1$ мрад экспериментальная зависимость ближе к степенной с показателем $b = 1,5$. Далее мы будем полагать $b = 2,55$, т. к. характерные для фемтосекундных лазеров значения $\theta_{\text{ср}}$ составляют десятки мрад.

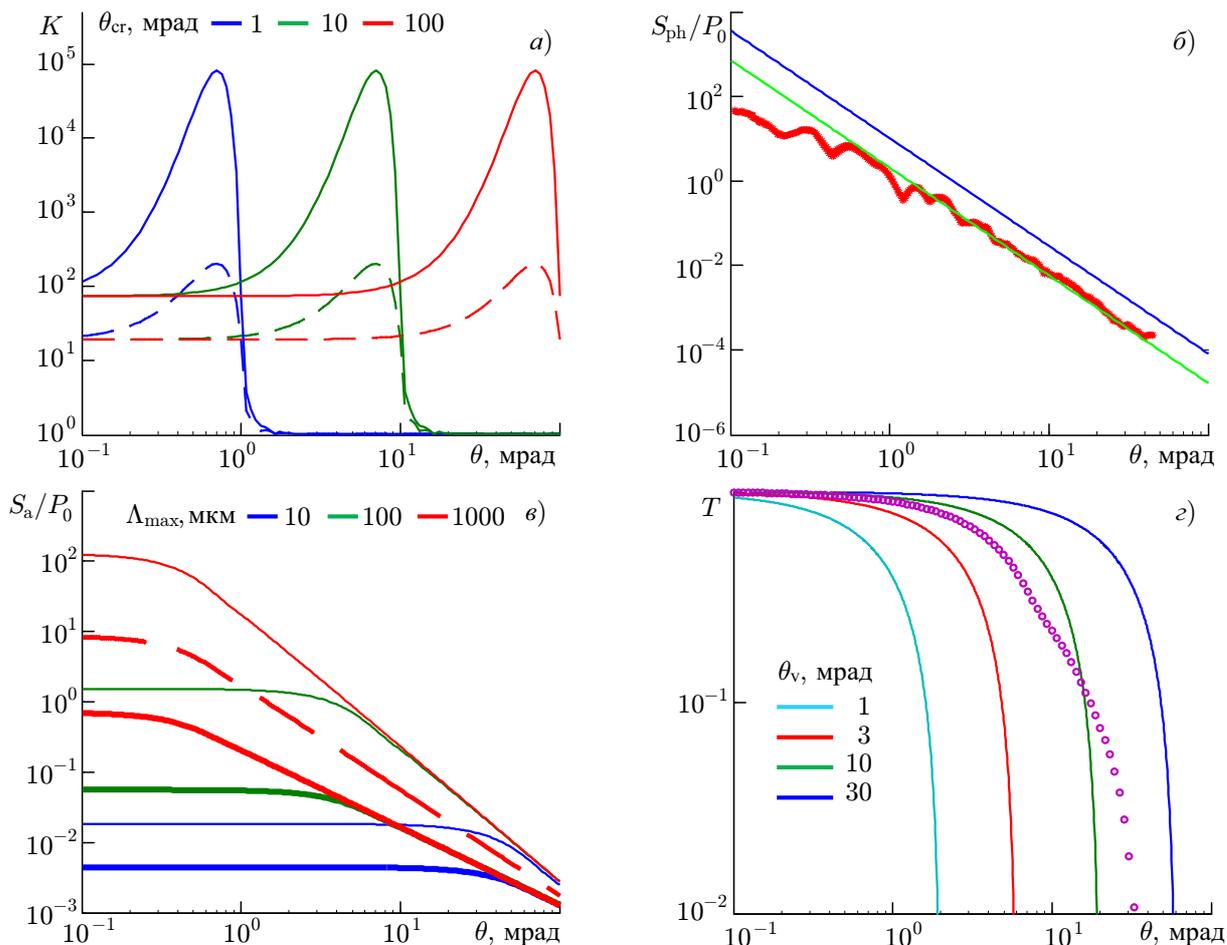


Рис. 1. Угловые спектры (а) коэффициента усиления шума K (4) для разных θ_{cr} при $B = 3$ (штриховые линии) и $B = 6$ (сплошные линии), (б) фазового шума S_{ph} , рассчитанного по (11) (синяя линия) и из экспериментальной функции PSD [18] (красные маркеры) с аппроксимацией (11) при $\Phi = 0,46 \cdot 10^{-7}$ и $b = 2,55$ (зелёная линия), (в) амплитудного шума S_a (15) для $\alpha = 3,08$ (тонкие линии), $\alpha = 3,9$ (толстые линии) и $\alpha = 3,5$ (штриховые линии) и разных Λ_{max} и (г) коэффициента пропускания свободного пространства T (18) для разных θ_v (см. легенду) и усреднённого варианта T_Σ ((19), символы \circ)

2.2. Амплитудный шум

Внесение в пучок с интенсивностью I круглого непрозрачного дефекта с диаметром Λ эквивалентно вычитанию поля круглого пучка с интенсивностью I и плоским фронтом. Следовательно, спектр шума равен спектру этого круглого пучка:

$$S_{dust}(\Lambda, \Theta) = \frac{Ik^2\Lambda^4}{16} \frac{J_1^2(u)}{u^2}, \tag{12}$$

где $J_1(u)$ — функция Бесселя 1-го порядка, $u = \pi\Theta\Lambda/\lambda$. Этот спектр будем использовать далее для оценки спектра шума от одного дефекта с характерным размером Λ . Чтобы найти полный спектр S_a , надо проинтегрировать (12) по всем дефектам с учётом функции распределения дефектов по размерам $f(\Lambda)$:

$$S_a(\Theta) = \int_{\Lambda_{min}}^{\Lambda_{max}} S_{dust}(\Lambda, \Theta) f(\Lambda) d\Lambda, \tag{13}$$

где Λ_{\max} и Λ_{\min} — максимальный и минимальный размеры дефекта соответственно. Функция $f(\Lambda)$ может быть весьма сложной. Нам известны два важных случая, в которых она имеет степенной вид

$$f(\Lambda) = A_1 S \frac{\lambda^{\alpha-3}}{\Lambda^\alpha}, \quad (14)$$

где $\alpha = 3,08$ для пылинок в воздухе [19] и $\alpha = 3,9$ [18] для дефектов поверхности оптических элементов, A_1 — безразмерная постоянная. Подставляя (14) в (13), получаем

$$S_a(\theta) = \frac{P_0 A_1}{4(\pi n_0)^{3-\alpha} \theta^{5-\alpha}} \int_{\pi \theta n_0 \Lambda_{\min}/\lambda}^{\pi \theta n_0 \Lambda_{\max}/\lambda} \frac{J_1^2(u)}{u^{\alpha-2}} du. \quad (15)$$

Анализ (15) показывает, что вклад в интеграл при $u \ll 1$ очень мал, поэтому можно без значительной потери точности положить $\Lambda_{\min} = 0$. Выражение (15) при малых и больших θ существенно упрощается. При $\theta \ll \lambda/\Lambda_{\max}$ спектр S_a не зависит от θ (белый шум), а при $\theta \gg \lambda/\Lambda_{\max}$ верхний предел интегрирования можно заменить на бесконечность, после чего получаем

$$S_a(\theta) = (A/\theta^a) P_0, \quad (16)$$

где $a = 5 - \alpha$,

$$A = \frac{A_1}{4(4-a)} \left(\frac{2}{\pi n_0} \right)^{a-2} \frac{\Gamma(3-a)\Gamma(a/2)}{\Gamma^3(2-a/2)},$$

т.е. спектр S_a спадает степенным образом. На рис. 1в построены спектры (15) при $\alpha = 3,08$ и $\alpha = 3,9$ для различных значений Λ_{\max} при $\lambda = 900$ нм и $A_1 = 0,25 \cdot 10^{-3}$. Это значение A_1 соответствует данным, приведённым в [18] для оптического элемента после использования в мощной лазерной установке. Из рис. 1в видно, что величина S_a не зависит от θ при малых θ , а при $\theta \gg \gg \lambda/\Lambda_{\max}$ спектр S_a спадает степенным образом в соответствии с (16). Далее в расчётах для простоты будем полагать $\alpha = 3,5$ (среднее между $\alpha = 3,08$ и $\alpha = 3,9$), т.е. $a = 1,5$, а также $\Lambda_{\max}/\lambda = 1000$ (дефекты с размерами более 1 мм отсутствуют). Соответствующая кривая построена на рис. 1в пунктиром.

2.3. Самофилтрация при распространении в свободном пространстве

В статье [20] был предложен метод очистки пучка для подавления ММСФ (см. рис. 2), который был подтверждён в качественном [20, 21] и количественном [22] экспериментах (см. также [23]). Если оптический элемент расположен на большом расстоянии L_f от источника шума, то самые «опасные» шумовые компоненты (с $\theta \sim \theta_{cr}$) выходят из апертуры пучка. Эффективность этого процесса определяется углом видения Θ_v

$$\Theta_v = d/(2L_f), \quad (17)$$

где d — диаметр пучка. Здесь, как и выше, внешние углы (в вакууме) мы обозначаем заглавными буквами Θ_v , а внутренние (внутри нелинейного элемента) — строчными $\theta_v = \Theta_v/n_0$. Для наносекундных лазеров $\theta_{cr} \sim 1$ мрад и самофилтрация, т.е. выполнение условия $\theta \sim \theta_{cr}$, возможна только на очень большом расстоянии L_f . Для фемтосекундных лазеров угол θ_{cr} значительно больше, что приводит к практически реализуемым расстояниям L_f даже для больших диаметров d . Заметим, что в лазерах миллиджоульного уровня d мало и самофилтрация осуществляется при очень маленьких L_f , можно сказать автоматически (см., например, [24–27]).

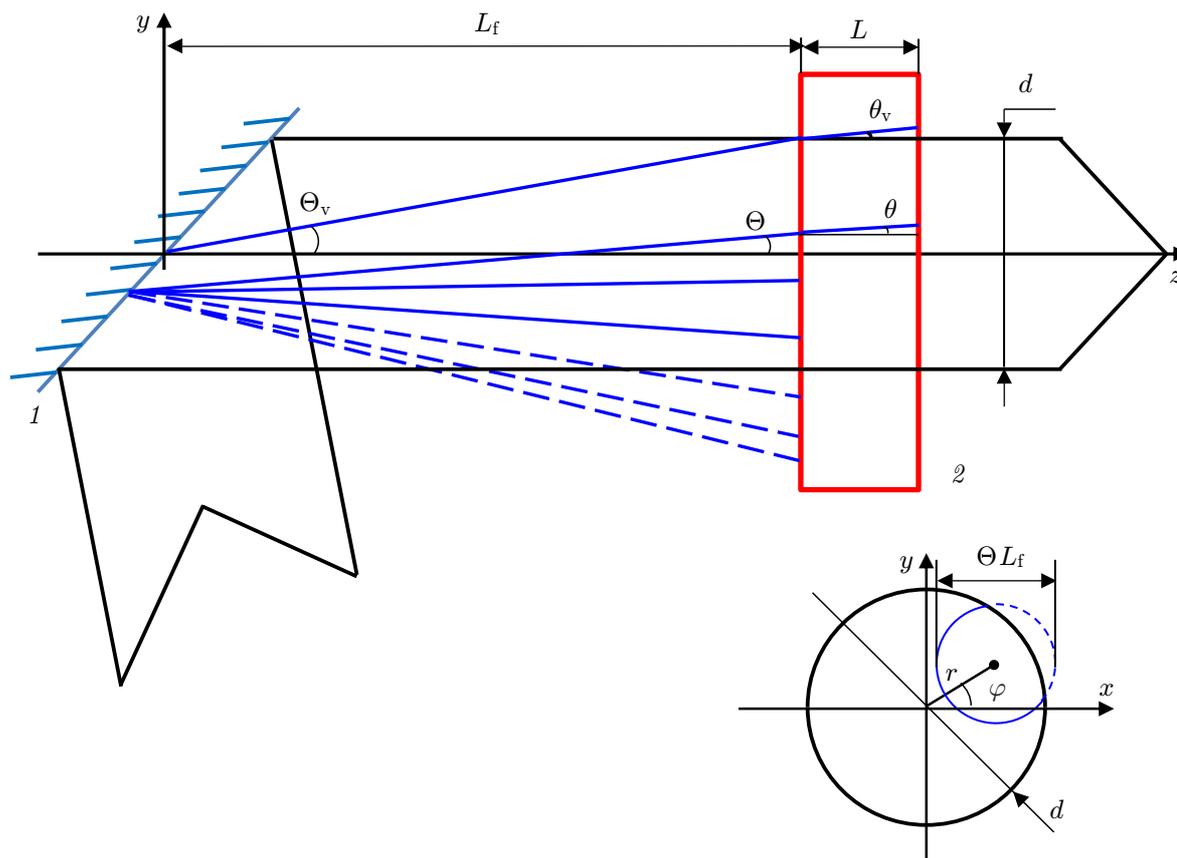


Рис. 2. Самофильтрация пучка при распространении в свободном пространстве: часть шума (лучи показаны штриховыми линиями) выходит из апертуры пучка при распространении от источника шума (зеркало 1) до нелинейного элемента (2)

Таким образом, при распространении от источника шума до нелинейного элемента спектр шума, попадающего в апертуру пучка, меняется. Другими словами, свободное пространство представляет собой фильтр пространственных частот, коэффициент пропускания T которого зависит от θ/θ_v . Найдём $T(\theta/\theta_v)$, используя подход геометрической оптики (см. рис. 2). Рассмотрим произвольную точку поперечного сечения пучка (r, φ) в плоскости источника шума, из которой под углом Θ к оси z распространяются «шумовые» лучи. В плоскости нелинейного элемента часть этих лучей попадёт в апертуру пучка (на рис. 2 показаны сплошными линиями), а часть выйдет за пределы апертуры (на рис. 2 показаны штриховыми линиями). Интегрируя по поперечному сечению долю лучей, попавших в апертуру, получаем выражение для T :

$$T(\theta/\theta_v) = \frac{1}{\pi} \int_0^1 \operatorname{Re} \left\{ \arccos \left[\frac{(\theta/\theta_v)^2 + y - 1}{2\sqrt{y}\theta/\theta_v} \right] \right\} dy. \tag{18}$$

Если $\theta_v \gg \theta$, то $T \approx 1$, т.е. самофильтрации нет. На рис. 1г построены зависимости $T(\theta)$, рассчитанные по формуле (18). Численное моделирование с учётом дифракции показало, что точность формулы (18) очень высока: ошибка меньше толщины линии на рисунке.

Обычно источник шума не один (например, четыре дифракционных решётки компрессора и транспортные зеркала). Все источники находятся на разном расстоянии от нелинейного элемента, т.е. каждый имеет свой собственный угол видения θ_{vi} . Будем полагать, что качество всех

оптических элементов одинаковое и, следовательно, спектр шума $S(\theta)$ одинаков для всех источников. В этом случае (18) надо заменить на сумму

$$T_{\Sigma}(\theta) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N T(\theta/\theta_{vi}), \quad (19)$$

где N — число источников. Сумма T_{Σ} зависит от всех θ_{vi} , однако далее мы будем рассматривать конкретный пример: $N = 9$, $\theta_{vi} = 3,8; 3,9; 4,2; 4,6; 5,3; 7,7; 10; 17; 20$ мрад. Эти значения соответствуют оптическим элементам лазерного комплекса PEARL в ИПФ РАН (диаметр пучка 18 см): три транспортных зеркала, четыре дифракционных решётки и два поворотных зеркала. Нелинейный элемент расположен на расстоянии 3 м от последнего зеркала. Зависимость $T_{\Sigma}(\theta)$ приведена на рис. 1г. Этот пример далее будем называть усреднённым вариантом самофильтрации.

3. ИНТЕГРАЛЬНЫЙ ПО СПЕКТРУ КОЭФФИЦИЕНТ УСИЛЕНИЯ ШУМА

Зная спектр коэффициента усиления K (4), спектры шума S_{ph} (11) и S_a (15), а также коэффициенты пропускания T (18) и T_{Σ} (19), найдём интегральный по всему спектру коэффициент усиления G (т. е. отношение мощности шума на выходе нелинейного элемента P_{out} к мощности шума на входе P_{in}):

$$G_{ph}(\theta_{cr}, \theta_v, B) = \frac{\int_0^{\infty} T S_{ph} K \theta d\theta}{\int_0^{\infty} S_{ph} \theta d\theta}, \quad G_a(\theta_{cr}, \theta_v, B) = \frac{\int_0^{\infty} T S_a K \theta d\theta}{\int_0^{\infty} S_a \theta d\theta}, \quad (20a)$$

$$G_{ph\Sigma}(\theta_{cr}, B) = \frac{\int_0^{\infty} T_{\Sigma} S_{ph} K \theta d\theta}{\int_0^{\infty} S_{ph} \theta d\theta}, \quad G_{a\Sigma}(\theta_{cr}, B) = \frac{\int_0^{\infty} T_{\Sigma} S_a K \theta d\theta}{\int_0^{\infty} S_a \theta d\theta}. \quad (20б)$$

Как уже указывалось ранее, нас интересует диапазон $\theta = 0,1 \div 100$ мрад, поэтому при вычислении интегралов в (20a) и (20б) мы будем использовать в качестве пределов интегрирования 0,1 и 100 мрад. На рис. 3 показаны зависимости $G(\theta_{cr})$ для различных углов видения θ_v : от очень больших (отсутствие самофильтрации) до $\theta_v = 3$ мрад (очень эффективная самофильтрация), а также для усреднённого варианта $G_{\Sigma}(\theta_{cr})$.

Обсудим зависимости $G(\theta_{cr})$ без самофильтрации ($\theta_v \gg \theta_{cr}$). При $\theta_{cr} = 0,1$ мрад имеем $G_a = G_{ph} = 1$, т. к. в интересующем нас диапазоне $\theta = 0,1 \div 100$ мрад нет неустойчивости: $\theta > \theta_{cr}$. Сравнение рис. 3а и б показывает, что $G_a \ll G_{ph}$ при малых θ_{cr} и, наоборот, $G_a \gg G_{ph}$ при больших θ_{cr} . Из рис. 3а видно, что функция $G_{ph}(\theta_{cr})$ имеет максимум при $\theta_{cr} \approx 0,2$ мрад, после чего монотонно уменьшается. Из (20) легко показать, что при больших B и при степенном законе спада спектра (11) коэффициент усиления также имеет степенную зависимость, причём показатель степени увеличивается на два: $G_{ph} \propto \theta_{cr}^{-b+2}$, что соответствует рис. 3а ($b = 2,55$). Увеличение показателя на два объясняется тем, что область неустойчивости увеличивается пропорционально θ_{cr} (см. рис. 1а), что при интегрировании (20) «по площади» увеличивает интеграл в θ_{cr}^2 раз. Коэффициент усиления амплитудного шума G_a , напротив, растёт с увеличением θ_{cr} (см. рис. 3б), причём при больших B имеется два характерных участка: $G_a \propto \theta_{cr}^2$ при $0,2 < \theta_{cr} < 1$ мрад и $G_a \propto \theta_{cr}^{0,5}$ при $\theta_{cr} > 1$ мрад. Эти два участка соответствуют двум участкам спектра амплитудного шума S_a (см. рис. 1б), которые также имеют ярко выраженную степенную зависимость с показателем степени на 2 меньше: 0 и $-1,5$ соответственно.

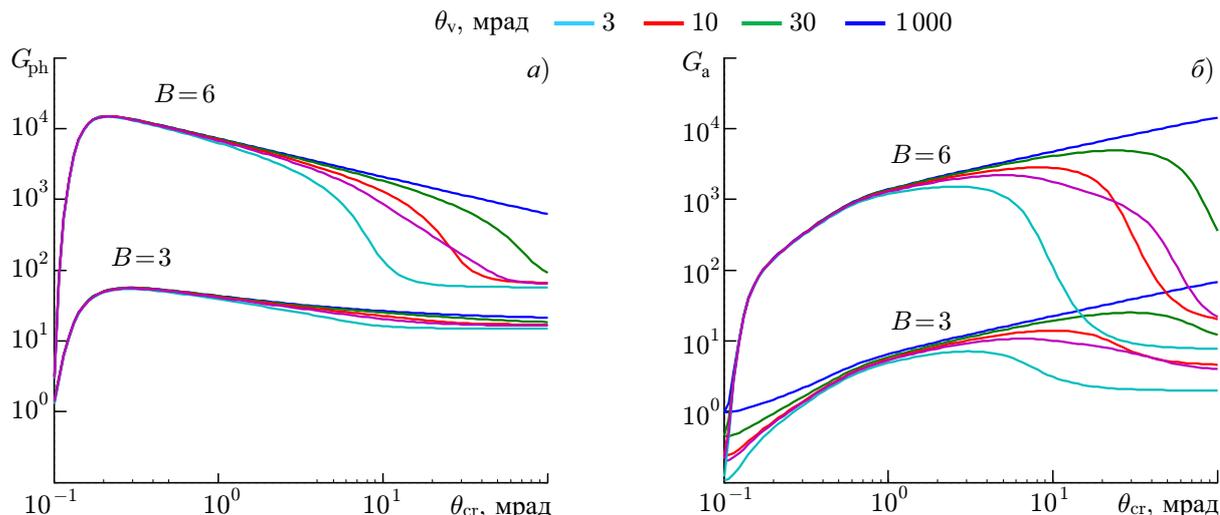


Рис. 3. Зависимости от θ_{cr} коэффициента усиления фазового (а) и амплитудного (б) шумов при различных углах видения θ_v ((20а); см. легенду), а также для усреднённого варианта ((20б); фиолетовые линии)

Эффективность самофилтрации также видна на рис. 3: при $\theta_{cr} < \theta_v$ коэффициент усиления G мало зависит от θ_{cr} , при $\theta_{cr} > \theta_v$ он существенно уменьшается с ростом θ_{cr} и при $\theta_{cr} \gg \theta_v$ стремится к постоянной величине, значение которой легко найти, подставив в (20) $K(\theta \ll \theta_{cr})$ вместо K .

Само по себе значительное уменьшение коэффициента усиления G является обманчивым критерием подавления самофокусировки, т. к. зависимость $G(B)$ сильно нелинейная и даже незначительное увеличение B может «вернуть» G к исходному значению. С практической точки зрения наиболее важным параметром является максимальная интенсивность излучения, при которой не происходит ММСФ, т. е. предельно допустимое значение B -интеграла.

4. ПРЕДЕЛЬНО ДОПУСТИМОЕ ЗНАЧЕНИЕ B-ИНТЕГРАЛА

Предельно допустимое значение B -интеграла B_{limit} зависит не только от формы спектра шума, но и от амплитуды, т. е. от коэффициентов Φ и A , которые могут значительно меняться в зависимости от качества и количества оптических элементов, на поверхностях которых генерируется шум. Чтобы снять эту неопределённость, выберем базовое значение $B_0 = 3$, характерное для наносекундных лазеров. Подставляя в (20а) $B = 3$, $\theta_{cr} = 1,5$ мрад и $\theta_v \gg \theta_{cr}$ (значения, характерные для наносекундных лазеров), вычислим соответствующие значения коэффициента усиления $G_{limit} = 38$ и $7,6$ для фазового и амплитудного шума соответственно. При произвольных значениях θ_{cr} и θ_v определим предельное значение B_{limit} как значение, при котором $G(B = B_{limit}) = G_{limit}$. Подставляя $G = G_{limit}$ в (20), получаем уравнение, из которого находим B_{limit} как функцию θ_{cr} и θ_v . Заметим, что при таком подходе весь шум, накопленный пучком при распространении через лазерную установку, мы приписываем одному зеркалу, расположенному на расстоянии L_f от нелинейного элемента, угол видения которого определяется выражением (17). Таким образом, θ_v — это характерный угол видения, а не угол видения зеркала, наиболее близко расположенного к нелинейному элементу.

На рис. 4 показаны зависимости $B_{limit}(\theta_{cr})$ для различных θ_v . Для фазового шума величина B_{limit} увеличивается с ростом θ_{cr} (см. рис. 4а) даже без самофилтрации ($\theta_v \gg \theta_{cr}$). Для амплитудного шума (см. рис. 4б) величина B_{limit} без самофилтрации, наоборот, уменьшается

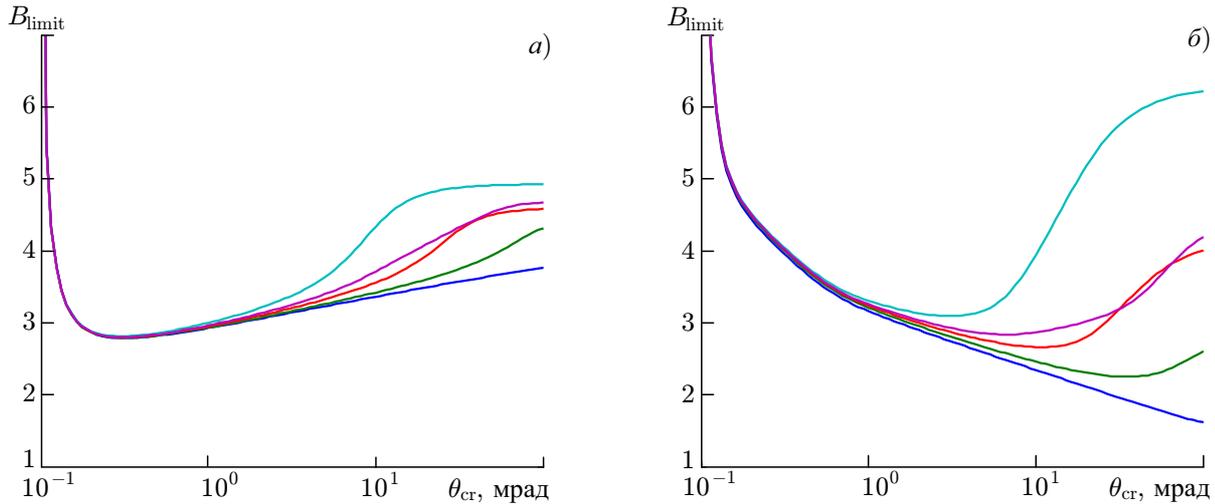


Рис. 4. Зависимости $B_{\text{limit}}(\theta_{\text{cr}})$ для фазового (а) и амплитудного (б) шумов при различных углах видения θ_v , а также для усреднённого варианта. Обозначения линий такие же, как на рис. 3

с ростом θ_{cr} вплоть до $B_{\text{limit}} = 1,6$, однако эффективность самофильтрации (увеличение B_{limit}) возрастает, причём для амплитудного шума больше, чем для фазового.

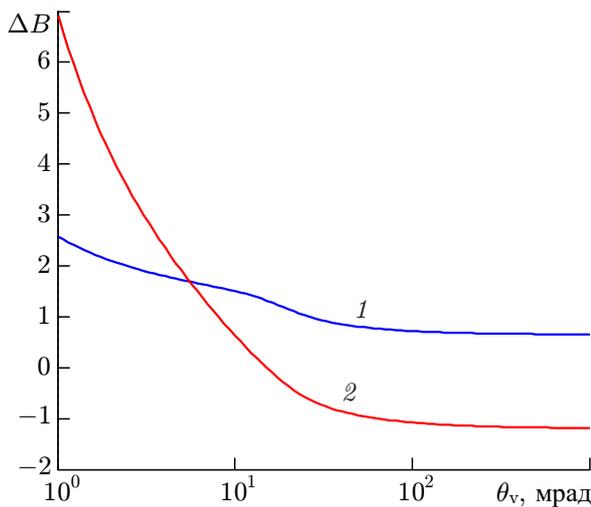


Рис. 5. Зависимость $\Delta B(\theta_v)$ для фазового (линия 1) и амплитудного (линия 2) шумов

В фемтосекундных лазерах характерное значение $\theta_{\text{cr}} = 50$ мрад, поэтому для сравнения ММСФ в наносекундных и фемтосекундных лазерах будем использовать увеличение предельного значения B -интеграла ΔB :

$$\Delta B = B_{\text{limit}}(\theta_{\text{cr}} = 50 \text{ мрад}, \theta_v) - B_0, \quad (21)$$

где, как уже указывалось, $B_0 = B_{\text{limit}}(\theta_{\text{cr}} = 1,5 \text{ мрад}, \theta_v \gg \theta_{\text{cr}}) = 3$. На рис. 5 построены зависимости $\Delta B(\theta_v)$ для фазового и амплитудного шумов. Для усреднённого варианта $\Delta B_{\text{ph}} = 1,5$ и $\Delta B_a = 0,5$. Из рис. 5 видно, что при переходе от наносекундных лазеров ($\theta_{\text{cr}} = 1,5$ мрад) к фемтосекундным ($\theta_{\text{cr}} = 50$ мрад) предельно допустимое значение B -интеграла увеличивается для фазовых шумов при любых θ_v , а для амплитудных шумов — только при $\theta_v < 10$ мрад.

5. СРАВНЕНИЕ ФАЗОВОГО И АМПЛИТУДНОГО ШУМОВ

Полученные выше результаты позволяют провести сравнение фазового и амплитудного шумов с точки зрения опасности возникновения ММСФ.

Во-первых, без самофильтрации зависимости коэффициентов усиления амплитудного и фазового шумов от θ_{cr} существенно отличаются: G_{ph} уменьшается с ростом θ_{cr} как $\theta_{\text{cr}}^{-0,55}$, а G_a растёт как $\theta_{\text{cr}}^{0,5}$ (рис. 4). Это связано с разной формой спектра шума: $S_{\text{ph}} \propto \theta^{-2,55}$, а $S_a \propto \theta^{-1,5}$ при $\theta > 1$ мрад. Из-за этого при увеличении θ_{cr} от 1,5 до 50 мрад роль фазового шума уменьшается, а амплитудного, наоборот, возрастает: $\Delta B_{\text{ph}} = 0,65$, а $\Delta B_a = -1,2$ (см. рис. 5). Другими словами, если шумы фазовые (амплитудные), то при $\theta_{\text{cr}} = 50$ мрад ММСФ наступает при большем

(меньшем) значении B -интеграла, чем при $\theta_{cr} = 1,5$ мрад.

Во-вторых, самофильтрация эффективнее для амплитудного шума: рост ΔB при уменьшении θ_v более быстрый, чем для фазового шума. При эффективной ($\theta_v < 10$ мрад) самофильтрации $G_a \ll G_{ph}$ при любых θ_{cr} .

В-третьих, ответ на вопрос, какой из двух видов шума наиболее опасен, определяется не только отношением коэффициентов усиления G_a/G_{ph} , но и отношением их мощностей на входе в нелинейную среду P_a/P_{ph} . Интегрируя (11) и (15) для $\lambda = 900$ нм, получаем

$$P_{ph} = 2\pi \int_{\theta_{min}}^{\theta_{max}} S_{ph}\theta d\theta \approx 1,8 \cdot 10^3 \Phi P_0, \quad P_a = 2\pi \int_{\theta_{min}}^{\theta_{max}} S_a\theta d\theta \approx 4AP_0. \quad (22)$$

Отношение P_a/P_{ph} зависит от постоянных A и Φ , ответственных за качество полировки поверхности и количество дефектов соответственно. Для грубой оценки возьмём из [18] значения $\Phi = 0,23 \cdot 10^{-6}$, что соответствует спецификации на оптические элементы установки NIF, и $A = 1,75 \cdot 10^{-5}$ ($A_1 = 0,25 \cdot 10^{-3}$, $a = 1,5$), что отвечает данным для оптического элемента после использования в мощной лазерной установке. Для этих значений из (22) получаем $P_a/P_{ph} = 0,17$, т.е. фазовые шумы более мощные. Для новых оптических элементов P_a будет ещё меньше, т.к. в процессе эксплуатации размер дефектов увеличивается примерно в 7 раз [28] и в этом случае амплитудными шумами можно пренебречь. В то же время постоянные A и Φ могут меняться во много раз в зависимости от конкретного оптического элемента.

В-четвёртых, за рамками проведённого выше анализа остался шум, генерируемый непосредственно на входной поверхности нелинейного элемента. Фаза этого шума φ_{in} не является случайной, а строго определена, т.к. согласно (6) $\varphi_f = 0$, и поэтому $\varphi_{in} = \pi/2$ и 0 для фазового и амплитудного шума соответственно. В этом случае вместо (4) нужно использовать выражения [9]

$$K_{\pi/2} = \text{ch}^2(B\chi) + \frac{\xi}{1-\xi} \text{sh}^2(B\chi), \quad K_0 = \text{ch}^2(B\chi) + \frac{1-\xi}{\xi} \text{sh}^2(B\chi). \quad (23)$$

Анализируя (23), легко показать, что обе эти функции имеют максимальное значение $\text{ch}(2B)$ при $\theta = \theta_{max}$, однако при $\theta \ll \theta_{max}$ имеем $K_0 = 1 + 4B^2$, а $K_{\pi/2} = 1$, т.е. фазовый шум вообще не усиливается. Это обстоятельство чрезвычайно важно, т.к. этот шум, сгенерированный на входной поверхности нелинейного элемента, нельзя отфильтровать.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведённый анализ показал, что развитие ММСФ фемтосекундных импульсов существенно отличается от ММСФ наносекундных импульсов, т.к. пространственная частота с максимальным инкрементом неустойчивости увеличивается примерно в 30 раз из-за того, что характерная интенсивность возрастает на три порядка: с 1 ГВт/см² до 1 ТВт/см². Уширение полосы неустойчивости приводит к увеличению мощности шума, попадающего в область неустойчивости. В то же время мощность шума на частоте с максимальным инкрементом уменьшается, причём по двум причинам. Во-первых, на высоких пространственных частотах уменьшается спектральная плотность шума. Во-вторых, излучение на высоких пространственных частотах при распространении в свободном пространстве до нелинейного элемента выходит из апертуры пучка по мере уменьшения угла видения θ_v . В результате, несмотря на уширение полосы неустойчивости, развитие ММСФ замедляется: интегральный по спектру коэффициент усиления шума уменьшается, а максимально допустимое значение B -интеграла увеличивается. Это увеличение проанализировано для разных законов спада спектральной плотности шума и в зависимости от угла

видения θ_v . Показано, что в практически интересных случаях максимально допустимое значение B -интеграла может достигать $B = 6$, вдвое превышая значение $B = 3$, характерное для наносекундных лазеров и до настоящего времени некорректно используемое для фемтосекундных лазеров.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках федеральной целевой программы «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014–2020 годы» (субсидия 14.607.21.0196, уникальный идентификационный номер проекта RFMEFI60717X0196).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Беспалов В. И., Таланов В. И. // Письма в ЖЭТФ. 1966. Т. 3, № 12. С. 471.
2. Abbi S. C., Kothari N. C. // J. Appl. Phys. 1980. V. 51, No. 3. P. 1385.
3. Suydam B. R. // IEEE J. Quantum Electronics. 1975. V. QE-11, No. 6. P. 225.
4. Jokipii J. R., Marburger J. // Applied Physics Lett. 1973. V. 23, No. 12. P. 696.
5. Brueckner K. A., Jorna S. // Physical Rev. Lett. 1966. V. 17, No. 2. P. 78.
6. Власов С. Н. // Квантовая электроника. 1976. Т. 3, № 2. С. 451.
7. Власов С. Н. // Письма в ЖТФ. 1978. Т. 4, № 13. С. 795.
8. Розанов Н. Н., Смирнов В. А. // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5, № 9. С. 544.
9. Розанов Н. Н., Смирнов В. А. // Квантовая электроника. 1980. Т. 7, № 2. С. 410.
10. Мак А. А., Сомс Л. Н., Фромзель В. А., Яшин В. Е. Лазеры на неодимовом стекле. М.: Наука, 1990. 288 с.
11. Власов С. Н., Копосова Е. В., Яшин В. Е. // Квантовая электроника. 2012. Т. 42, № 11. С. 989.
12. Андреев А. А., Мак А. А., Яшин В. Е. // Квантовая электроника. 1997. Т. 24, № 2. С. 99.
13. Mourou G., Cheriaux G., Radier C. Пат. 8798108 США, МПК H01S 3/10. Device for generating a short duration laser pulse: Заявл. 31.07.2009. опубли. 04.02.2010. 15 с.
14. Мак А. А., Яшин В. Е. // Оптика и спектроскопия. 1991. Т. 70, № 1. С. 3.
15. Гаранин С. Г., Епатко И. В., Львов Л. В. и др. // Квантовая электроника. 2007. Т. 37, № 12. С. 1159.
16. Poteomkin A. K., Martyanov M. A., Kochetkova M. S., Khazanov E. A. // IEEE J. Quantum Electronics. 2009. V. 45, No. 4. P. 336.
17. Кузьмина М. С., Хазанов Е. А. // Квантовая электроника. 2013. V. 43, № 1. С. 21.
18. Spaeth M. L., Manes K. R., Widmayer C. C., et al. // Optical Engineering. 2004. V. 43, No. 12. P. 2854.
19. ГОСТ ИСО 14644-1-2002. Чистые помещения и связанные с ними контролируемые среды. Часть 1: Классификация чистоты воздуха. // М.: ИПК Издательство стандартов, 2003. 20 с.
20. Mironov S. Y., Lozhkarev V. V., Ginzburg V. N., et al. // IEEE J. Selected Topics in Quantum Electronics. 2010. V. 18, No. 1. P. 7.
21. Mironov S., Lozhkarev V., Luchinin G., et al. // Appl. Physics B: Lasers and Optics. 2013. V. 113, No. 1. P. 147.
22. Гинзбург В. Н., Кочетков А. А., Потемкин А. К., Хазанов Е. А. // Квантовая электроника. 2018. Т. 48, № 4. С. 325.
23. Хазанов Е. А., Миронов С. Ю., Муру Ж. // Успехи физ. наук. 2019. Т. 189. С. 1173.
24. Schulte J., Sartorius T., Weitenberg J., et al. // Optics Lett. 2016. V. 41, No. 19. P. 4511.
25. Lehmburg R. H., McMahon J. M. // Appl. Physics Lett. 1976. V. 28, No. 4. P. 204.

26. Xiao-Fang L., Xiao-Wei C., Yong-Liang J., et al. // Chinese Phys. Lett. 2006. V. 23, No. 12. P. 3278.
27. Mevel E., Tcherbakoff O., Salin F., Constant E. // J. Optical Soc. America B. 2003. V. 20, No. 1. P. 105.
28. Stowers I. F., Horvath J. A., Menapace J. A., et al. // Proc. SPIE. 1998. V. 3492. P. 609.

Поступила в редакцию 25 октября 2019 г.; принята в печать 16 декабря 2019 г.

PECULIARITIES OF THE DEVELOPMENT OF THE SMALL-SCALE SELF-FOCUSING IN SUPERPOWER FEMTOSECOND LASER

V. N. Ginzburg, A. A. Kochetkov, S. Yu. Mironov, A. K. Potemkin, D. E. Silin, and E. A. Khazanov

The physical reason for the difference between the small-scale self-focusing of nanosecond and femtosecond pulses is that the typical intensity of the latter is three orders of magnitude higher, i.e., TW/cm^2 versus GW/cm^2 . This causes a significant shift of the instability-increment maximum to the region of high spatial frequencies. During free propagation, a decrease in the spectral density of noise and the self-filtering of the beam lead to the noise-density decrease in the maximum-increment region and, therefore, the self-focusing development slowdown. This is shown to shift the restriction on using the transmissive optical elements in the superpower lasers toward high powers.