

Подавление мелкомасштабной самофокусировки сверхмощных лазерных пучков благодаря их самофильтрации при распространении в свободном пространстве

В.Н.Гинзбург, А.А.Кочетков, А.К.Потемкин, Е.А.Хазанов

Экспериментально подтверждено, что самоочистка лазерного пучка от пространственных шумов при его распространении в свободном пространстве позволяет эффективно подавлять самофокусировочную неустойчивость без применения пространственных фильтров. Измерения инкремента неустойчивости двумя независимыми методами продемонстрировали количественное согласие с теорией и высокую эффективность подавления мелкомасштабной самофокусировки. Это открывает новые возможности использования в пучках с интенсивностью порядка единиц ТВт/см² оптических элементов, работающих на просвет: удвоителей частоты, фазовых пластинок, светоделителей, поляризаторов и т. д.

Ключевые слова: мелкомасштабная самофокусировка, мощные фемтосекундные лазерные пучки, самофильтрация.

1. Введение

В последние годы лазеры тера- и петаваттной пиковой мощности получили большое распространение благодаря широкому спектру приложений. Обычно после компрессора лазерное излучение направляется на мишень с помощью одного или нескольких зеркал, а оптические элементы, работающие на просвет, не используются. Это связано с тем, что при типичной для мощных фемтосекундных лазеров интенсивности в несфокусированном пучке ~ 1 ТВт/см² в оптических элементах толщиной 1 мм и более возникает мелкомасштабная самофокусировка (ММСФ) [1], приводящая к необратимым разрушениям элемента. В то же время для управления параметрами лазерного излучения требуются как раз оптические элементы, работающие на просвет: удвоители частоты, фазовые пластинки, светоделители, поляризаторы, расширяющие спектр импульса нелинейно-оптические элементы. Использование всех этих элементов ограничено именно ММСФ.

Ключевым параметром, определяющим ММСФ, является нелинейный набег фазы, называемый B -интегралом:

$$B = k\gamma l, \quad (1)$$

где I – интенсивность излучения; k – волновое число; l – длина среды; γ – коэффициент нелинейности среды, который определяется диагональной компонентой тензора нелинейной восприимчивости $\chi^{(3)}$. При больших значениях B -интеграла ($B > 3$) ММСФ приводит к сильной модуляции интенсивности пучка и к разрушению оптических элементов, что многократно подтверждалось экспериментально.

В.Н.Гинзбург, А.А.Кочетков, А.К.Потемкин, Е.А.Хазанов. Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: vlgin@rambler.ru

По своей физической сущности ММСФ – это усиление мелкомасштабных пространственных возмущений (усиление шума) в поле интенсивной плоской волны. Величина B -интеграла определяет коэффициент усиления. В пионерской работе [1] были найдены максимальный коэффициент усиления и область неустойчивости – область пространственных частот, для которых этот коэффициент больше единицы. Точный расчет коэффициента усиления как функции пространственной частоты (или угла α между волновым векторами шума и плоской волны) и фазы шумовой компоненты на входе в нелинейную среду был сделан в [2] для излучения с линейной поляризацией и в [3, 4] для излучения с произвольной поляризацией. Таким образом, уровень шумов на выходе из оптического элемента определяется шумами на входе и величиной B -интеграла.

Для подавления ММСФ прежде всего нужно уменьшать значение B -интеграла, однако при высокой интенсивности I это приводит к необходимости использовать очень тонкие оптические элементы (см. (1)), изготовление которых затруднительно. По этой же причине в мощных фемтосекундных лазерах не используется широко применяемое [5–7] в наносекундных лазерах разбиение нелинейного элемента на два. Циркулярная поляризация, для которой как в изотропных средах [2, 3, 8, 9], так и в керамике [10] эффективное значение B -интеграла в 1.5 раза меньше, чем для линейной поляризации, используется в сверхмощных лазерах крайне редко. В [11, 12] показано, что выбором ориентации кубического кристалла также можно уменьшить эффективное значение B -интеграла.

Другой подход к подавлению ММСФ заключается в уменьшении мелкомасштабных пространственных шумов лазерного пучка на входе в среду. Традиционный способ такой очистки пучка – это использование пространственных фильтров [13–15]. Дело в том, что наиболее сильно усиливаются шумы, распространяющиеся под углом [1]

$$\alpha_{\max} = \sqrt{2n\gamma l}, \quad (2)$$

где n – показатель преломления среды. Здесь и далее мы приводим углы α не внутри, а снаружи нелинейной среды. Диффрагма, установленная в фокальной перетяжке телескопа, позволяет отсеять возмущения, распространяющиеся под углами $\alpha \approx \alpha_{\max}$, пропуская без ослабления основной дифракционный пучок. Однако применение пространственных фильтров для подавления ММСФ излучения с интенсивностью порядка единиц ТВт/см² представляется весьма затруднительным, т.к. из-за ММСФ невозможно использовать линзовые телескопы.

В работе [16] был предложен оригинальный метод очистки пучка для подавления ММСФ излучения петаваттной мощности: самофилтратция пучка при распространении в свободном пространстве. Если оптический элемент расположен на большом расстоянии от источника шума, то самые «опасные» шумовые компоненты (при $\alpha \approx \alpha_{\max}$) выходят из апертуры пучка (рис.1). В этом случае само свободное пространство является пространственным фильтром. Основными источниками гармонических возмущений являются поверхности зеркал или дифракционных решеток, следовательно, размещая оптический элемент на достаточном расстоянии L от последнего зеркала, можно вывести «опасные» шумовые компоненты из области взаимодействия с сильной волной. Это происходит при выполнении условия

$$L > L_{sc} = D/\alpha_{\max}, \quad (3)$$

где D – диаметр пучка; L_{sc} – характерная длина, начиная с которой самоочистка эффективна. Пространственный шум, присутствующий в пучке до отражения от зеркала 1, также отфильтровывается, т.к. для него расстояние до нелинейного элемента 2 еще больше и условие (3) заведомо выполняется. Из выражения (2) видно, что угол α_{\max} пропорционален корню квадратному из интенсивности излучения и не зависит от B -интеграла. Для наносекундных лазеров характерная интенсивность излучения составляет единицы ГВт/см², что дает $\alpha_{\max} \approx 1$ мрад и делает самофилтратцию в свободном пространстве невозможной в эксперименте из-за слишком большого значения L . Для фемтосекундных лазеров интенсивность составляет единицы ТВт/см² и угол α_{\max} значительно больше (десятки мрад), что приводит к разумным расстояниям L даже для больших диаметров D .

Самофилтратция интенсивного излучения была подтверждена в [16, 17] с помощью качественного эксперимента, в котором исследовалась степень разрушения стекла ММСФ при различных значениях L . Целью настоящей работы является количественное подтверждение подавления самофокусировки интенсивного лазерного излучения с помощью измерения пространственного спек-

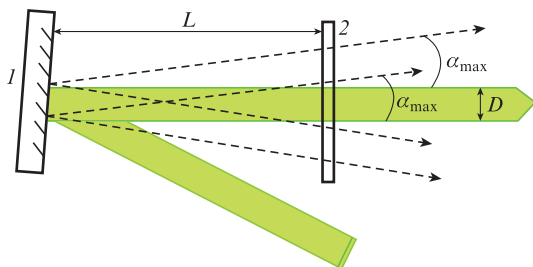


Рис.1. Самофилтратция пучка при распространении в свободном пространстве:
1 – зеркало или дифракционная решетка; 2 – нелинейный элемент.

тра коэффициента усиления шумов в зависимости от расстояния до источника шума L .

2. Схема эксперимента

Измерения коэффициента усиления пространственных шумов мы проводили двумя независимыми методами: прямым [5, 18] (рис.2,а) и непрямым [18] (рис.2,б). В обоих случаях в качестве источника излучения использовалась стартовая часть лазера PEARL [19]. Для создания пучка с квазиоднородным поперечным профилем, но без резких границ диафрагма 1 диаметром 2 мм была установлена на входе в пространственный фильтр с двукратным увеличением, расположенный перед компрессором. Энергия излучения на выходе компрессора составляла 0.5 мДж, характерная длительность импульса – 70 фс. Величина α_{\max} , рассчитанная по формуле (2), была равна 7.8 мрад, а $B = 1.4$. В качестве источника пространственного шума использовалась тонкая (0.2 мм), слегка матированная стеклянная пластина 2. Поперечные распределения интенсивности излучения в ближней зоне до и после прохождения через пластину представлены на рис.2,в,г. Нелинейным элементом 3 служила стеклянная пластина толщиной 10 мм, после которой интенсивность пучка уменьшалась в 25 раз за счет отражения от передней грани стеклянного клина 4. Это необходимо для того, чтобы избежать пробоя воздуха в фокальной плоскости (см. ниже).

Для прямого измерения коэффициента усиления (рис.2,а) излучение фокусировалось сферическим зеркалом 5 с фокусным расстоянием 280 мм. Так же как и в [5, 12, 18], в фокальной плоскости располагалось плоское зеркало 6 с отверстием диаметром 2 мм для отсекающего основного (не шумового) пучка. Диаметр отверстия был достаточно большим для того, чтобы основной пучок полностью, включая крылья, проходил через отверстие и, следовательно, чтобы от зеркала 6 отражалось только шумовое излучение (показано штриховыми линиями). Линза 7 переносила изображение с зеркала 6 на CCD-камеру 8. Таким образом, CCD-камера регистрировала угловой спектр шума с «вырезанной» областью углов, меньших $1/280 = 3.6$ мрад. С помощью нормировки вычислялся коэффициент усиления шума $G(\alpha)$. Расстояние L между нелинейным элементом 3 и источником шума 2 изменялось в диапазоне 20–600 мм.

Схема эксперимента по непрямому измерению приведена на рис.2,б. После нелинейного элемента пучок попадал на линзу 9 с фокусным расстоянием 580 мм, которая переносила изображение с выходной плоскости источника шума 2 на CCD-камеру 10. В [18] было показано, что вне области приосевых лучей спектр коэффициента усиления шума $G(\alpha)$ можно вычислить, используя формулу

$$G(\alpha)\cos^2\psi_n(\alpha) = |S(\alpha)|^2/|S_0(\alpha)|^2, \quad (4)$$

где ψ_n – нелинейная фаза, выражения для которой можно найти в [5, 18]; $S(\alpha)$ ($S_0(\alpha)$) – пространственный спектр интенсивности изображения источника шума, перенесенного через нелинейный (линейный) элемент, т.е. пространственный спектр интенсивности пучка, регистрируемого CCD-камерой 10. Таким образом, взяв фурье-спектр от распределения интенсивности на камере 10, можно с помощью формулы (4) вычислить $G(\alpha)$. Положения источника шума 2, линзы 9 и CCD-камеры 10 были зафиксированы, а расстояние L изменялось в диапазоне 12–570 мм.

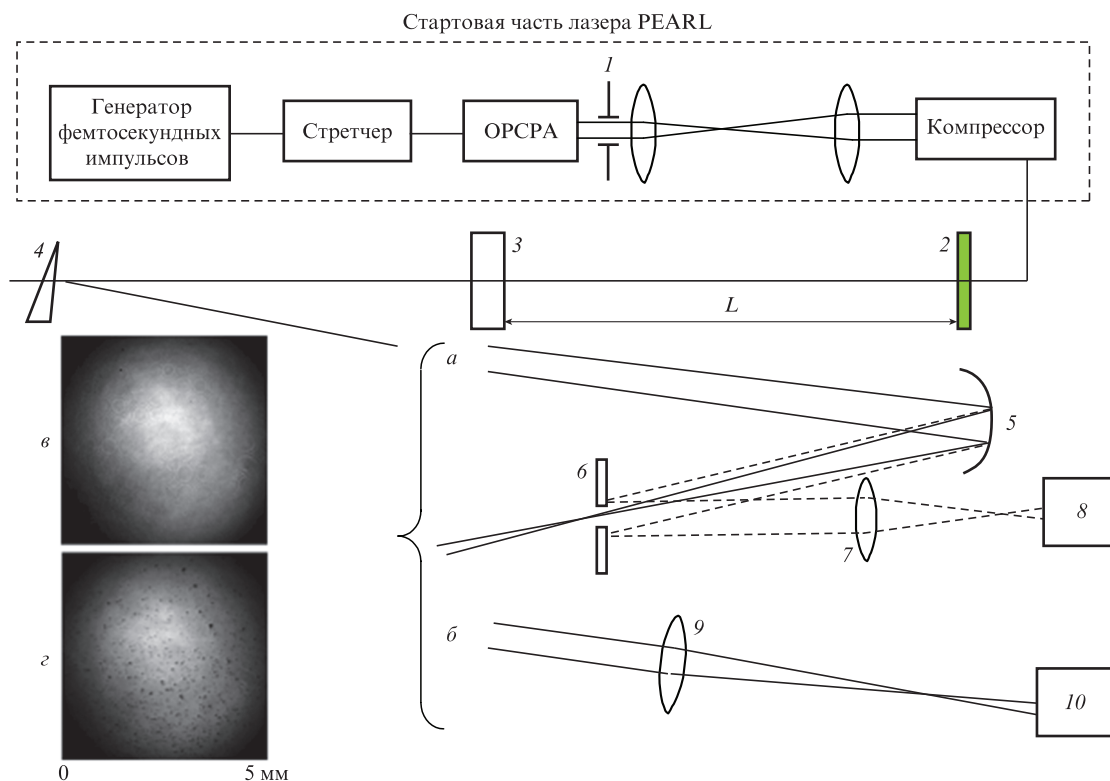


Рис.2. Схема эксперимента для прямых (а) и непрямых (б) измерений коэффициента усиления пространственных шумов, а также распределения интенсивности пучка до (а) и после (б) прохождения через источник шума 2: 1 – диафрагма; 2 – источник шумов (тонкая матированная пластинка); 3 – нелинейный элемент; 4 – стеклянный клин; 5 – сферическое зеркало; 6 – зеркало с отверстием; 7, 9 – линзы; 8, 10 – CCD-камеры.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

3.1. Прямое измерение коэффициента усиления пространственных шумов

Сначала мы измеряли угловой спектр шума в линейном режиме ($B = 0$), т. е. без усиления (рис.3,а). Для этого длительность лазерного импульса была многократно увеличена за счет значительного изменения базы компрессора, что привело к пренебрежимо малой нелинейности в стеклянной пластине. Далее мы изменяли расстояние L между источником шума и нелинейным элементом в нелинейном режиме ($B = 1.4$) (рис.3,б–з). С помощью этих данных для каждого значения L рассчитывался спектр коэффициента усиления шума, а затем его среднее по азимутальному углу значение G как функция угла α . Полученные зависимости $G(\alpha)$ приведены на рис.3 справа. Там же показаны теоретические зависимости $G(\alpha)$, рассчитанные в соответствии с теорией ММСФ [2] без учета эффекта самофильтрации.

Согласно теории ММСФ коэффициент усиления шума зависит не только от угла α между волновыми векторами сильной и шумовой волн, но и от разности фаз ψ между этими волнами на входе в нелинейную среду. Разность фаз ψ , в свою очередь, зависит от угла α в соответствии с очевидной формулой $\psi = \pi^2 L / \lambda$, где λ – длина волны. Здесь мы полагаем, что матовая пластинка является идеальной амплитудной маской, и, следовательно, в плоскости источника шума эта разность фаз равна нулю для всех α . Таким образом, зависимость G от ψ приводит к модуляции функции $G(\alpha)$, т. е. к появлению колец в дальней зоне

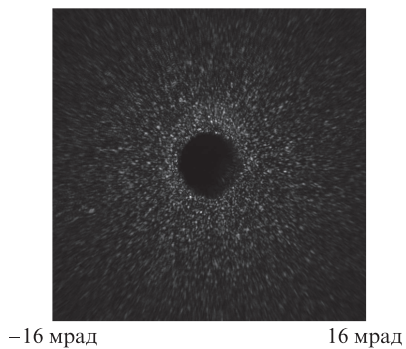
усиленного шума (рис.3,б, в). При увеличении L частота осцилляций функции $G(\alpha)$ увеличивается [2, 5] и кольца в дальней зоне шума становятся неразличимыми (рис.3,г–з).

Из рис.3,б–д видно хорошее совпадение измеренных зависимостей $G(\alpha)$ с теоретическими, а меньшая, чем предсказанная теорией, глубина модуляции экспериментальных данных на рис.3,б, в связана с недостаточным угловым разрешением использованной в эксперименте оптики. Такое совпадение зависимостей наблюдается при относительно небольших значениях $L < L_{sc} = 320$ мм, недостаточных для самофильтрации. Здесь мы полагали, что диаметр пучка $D = 2.5$ мм. При $L = 400$ мм и более (рис.3,е–з) условие (3) выполняется и измеренный коэффициент усиления шума G существенно меньше его теоретического значения, полученного для неограниченного в поперечном направлении оптического элемента, т. е. без учета самофильтрации. Для наглядности на рис.3,г–з штриховыми линиями указано значение угла α_{sc} , для которого $L = L_{sc}$.

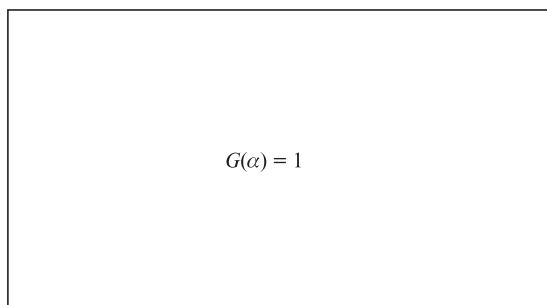
Таким образом, как и было предсказано, с увеличением L область углового спектра, в которой происходит усиление, сужается, и при $L = 600$ мм усиление шума практически полностью прекращается. Другими словами, самофильтрация излучения и подавление ММСФ были продемонстрированы нами экспериментально.

3.2. Непрямое измерение коэффициента усиления пространственных шумов

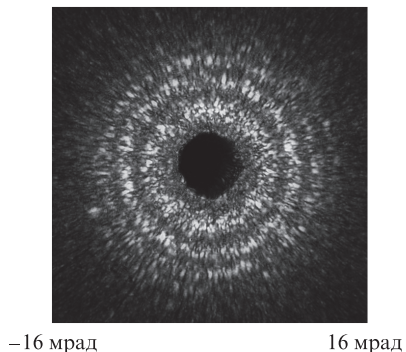
При непрямом измерении коэффициента усиления шумов [18] мы переносили изображение из плоскости источника шума 2 на CCD-камеру 10 через нелинейный эле-



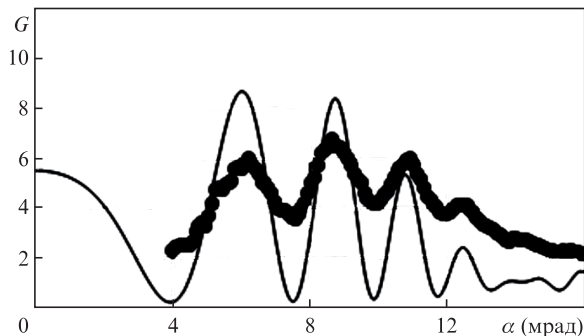
L – любое



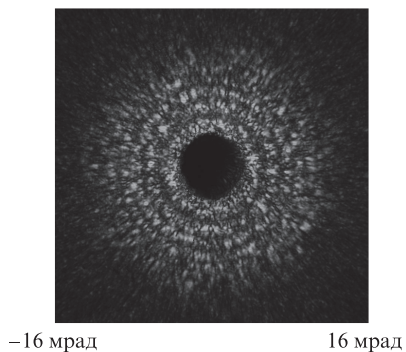
a



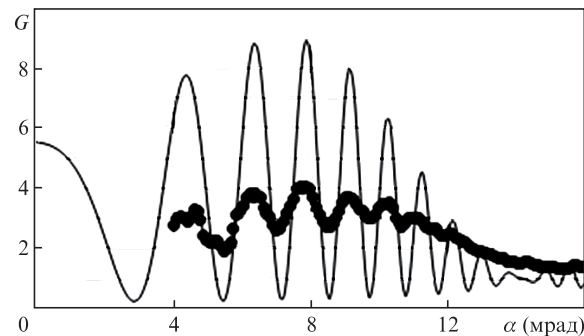
$L = 20$ мм



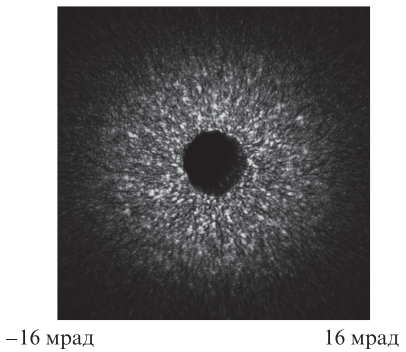
б



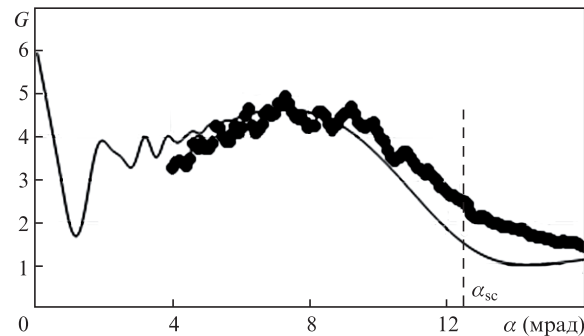
$L = 40$ мм



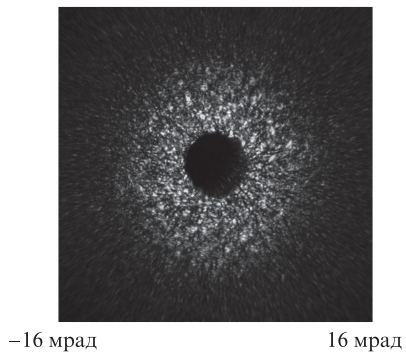
в



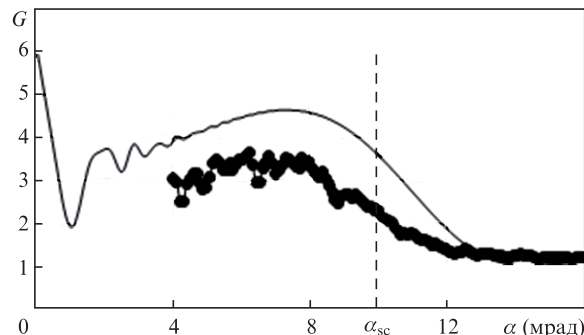
$L = 200$ мм



г



$L = 250$ мм



д

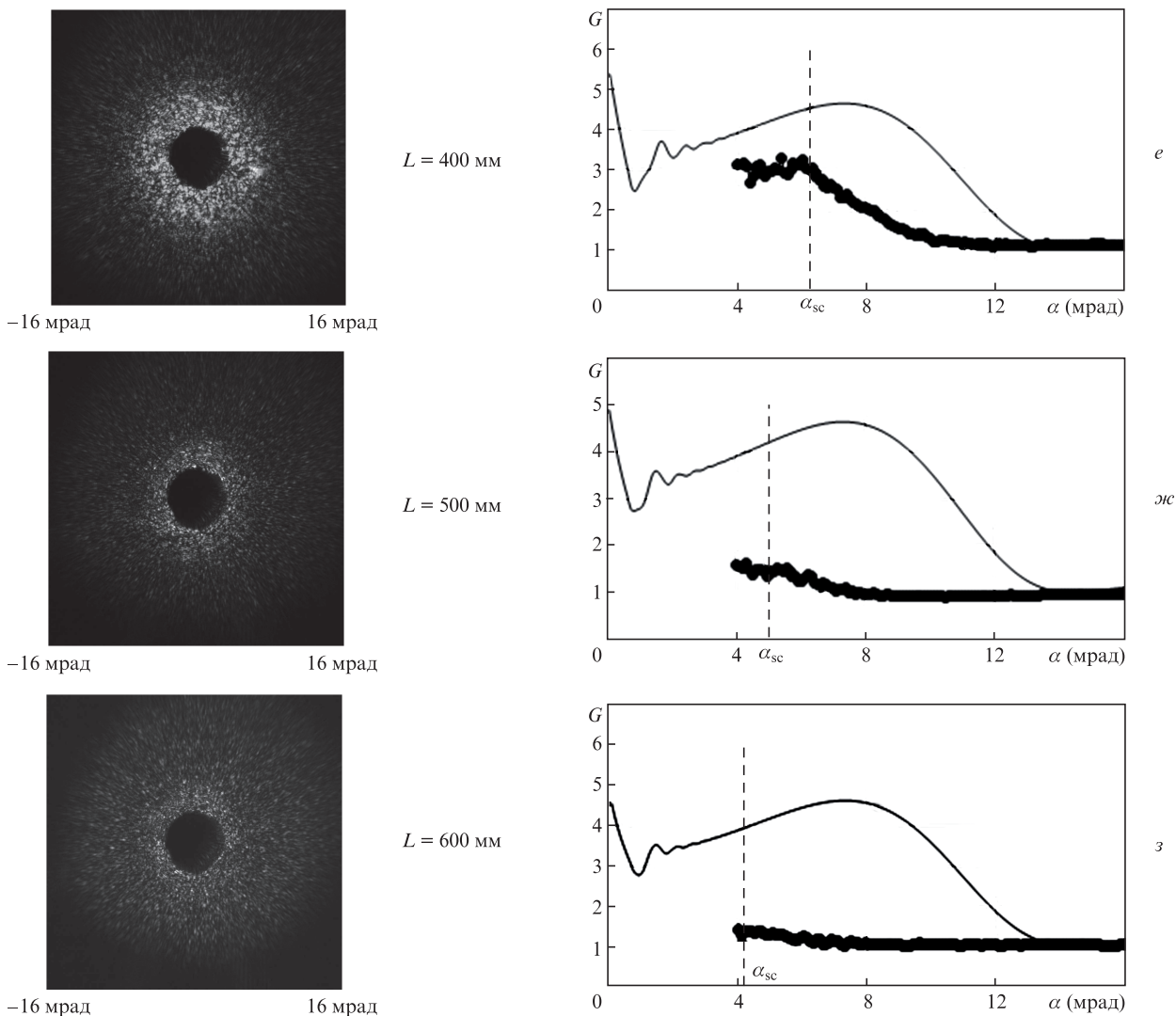


Рис.3. Угловые спектры шума (слева), а также экспериментальные (точки) и расчетные (тонкие кривые) зависимости коэффициента усиления шума от угла α (справа) при $B = 0$ (а) и 1.4 (б–з) для различных значений L .

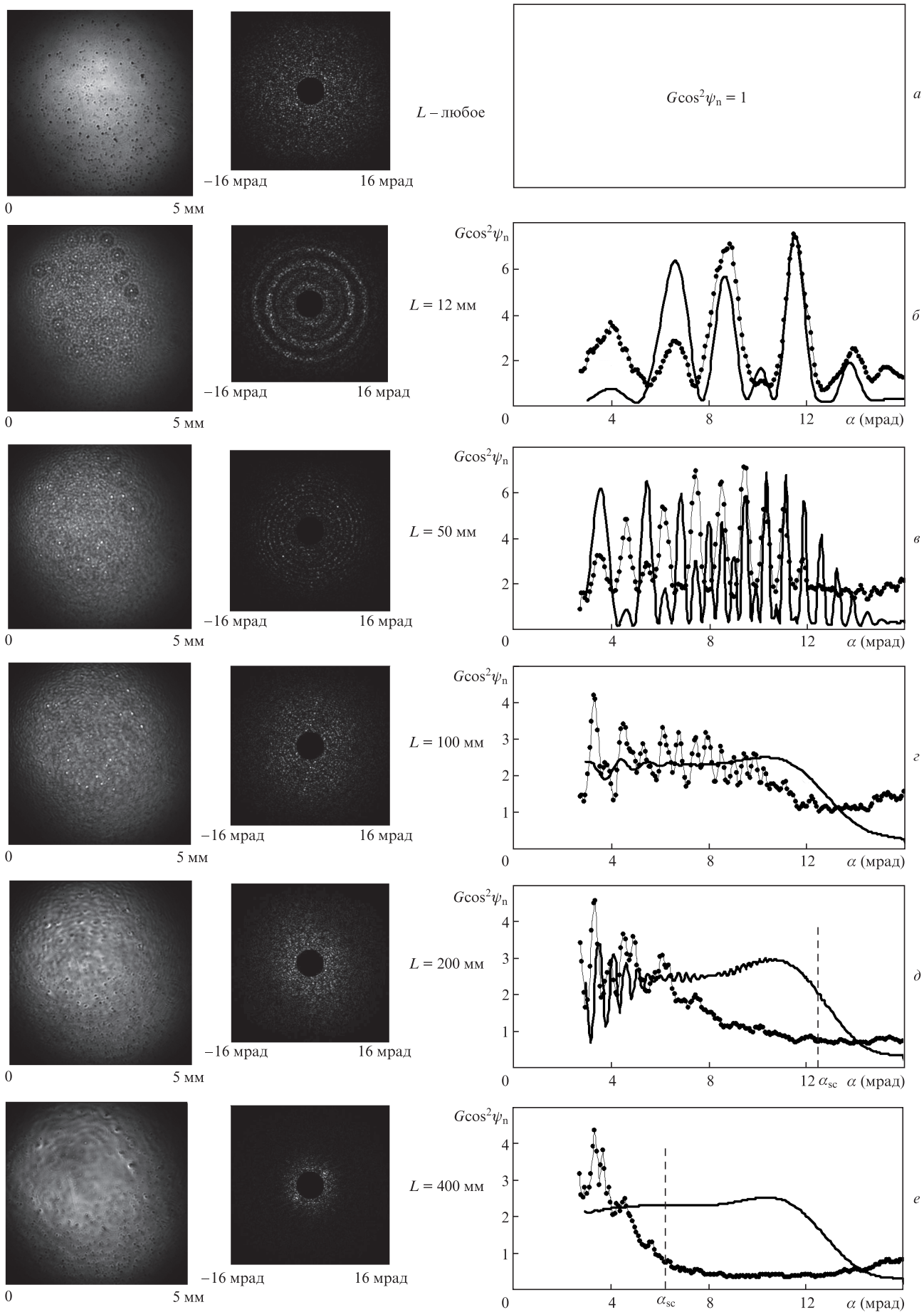
мент 3 (см. рис.2,б). Полученные изображения и их пространственные фурье-спектры приведены на рис.4,а слева и в середине соответственно. На рис.4 справа показаны зависимости функции $G \cos^2 \psi_n$ от угла α : экспериментальные, построенные с помощью формулы (4), и теоретические, рассчитанные по формулам из [5, 18].

Во-первых, проанализируем распределения с CCD-камеры I_0 (рис.4, слева). При обычном, линейном ($B = 0$) переносе изображения видны темные точки с четкими границами (рис.4,а). Если изображение переносится через нелинейный элемент, расположенный на малом расстоянии L (рис.4,б–з), т.е. при угле видения, большем $\alpha_{\max} = 7.8$ мрад, на изображении появляются яркие точки небольшого размера. При увеличении расстояния L ситуация существенно меняется: яркие точки исчезают (рис.4,д–е), а при еще больших значениях L пучок в области с большой интенсивностью становится гладким (рис.4,ж). Таким образом, даже качественный анализ в ближней зоне подтверждает эффект подавления самофокусировки.

Отметим, что при большом расстоянии L , т.е. когда $L > L_{sc}$, существенная часть шумовых лучей проходит вне апертуры нелинейного элемента, что должно, на первый взгляд, приводить к идеальному, т.е. как в линейном слу-

чае, переносу изображения. Однако, как видно из сравнения ближних зон на рис.4,а и ж, это не так. Никаких четко ограниченных темных точек в основной части пучка на рис.4,ж нет. Это объясняется тем, что шумовые лучи в плоскости CCD-камеры интерферируют с основной волной, распространяющейся под углом $\alpha = 0$ и накапливающей, в отличие от линейного случая (рис.4,а), нелинейную фазу, равную B -интегралу. На периферии пучка интенсивность основной волны существенно меньше, т.е. нелинейная фаза невелика, и, следовательно, перенос изображения близок к идеальному. Именно поэтому на периферии пучка на рис.4,ж наблюдаются четко ограниченные темные точки.

Во-вторых, рассмотрим приведенные на рис.4 шумовые (высокочастотные) спектры интенсивности (в середине) и спектры коэффициента усиления (справа). При обычном, линейном ($B = 0$) переносе изображения шумовой спектр представляет собой монотонную функцию двух координат (рис.4,а). При $B = 1.4$ и небольших расстояниях L (рис.4,б–з) в спектре появляются характерные яркие (темные) кольца, соответствующие углам, при которых происходит наибольшее (наименьшее) усиление шума. Из зависимостей на рис.4,б,в видно хорошее совпадение экспериментальных данных с теоретическими, а



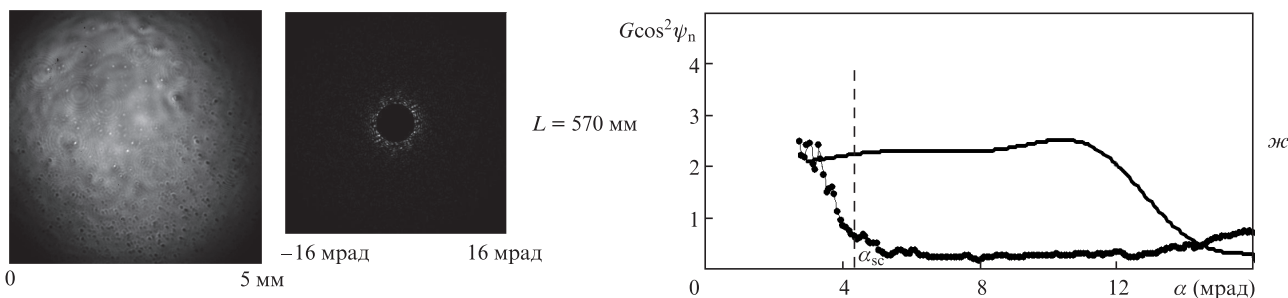


Рис.4. Распределения интенсивности с CCD-камеры 10 (слева), пространственные спектры (в середине), экспериментальные (точки) и теоретические (кривые) зависимости коэффициента усиления шума от угла α (справа) при $B = 0$ (a) и 1.4 (б-ж) для различных значений L .

меньшая, чем предсказанная теорией, глубина модуляции связана с недостаточным угловым разрешением использованной в эксперименте оптики. При дальнейшем увеличении расстояния L (рис.4,з-ж) кольца располагаются настолько близко, что сливаются. Для наглядности теоретические кривые на рис.4,з-ж сглажены. Согласие с теоретическими данными наблюдается при относительно небольших значениях L . При $L = 100$ мм согласие сохраняется только при малых углах α , а при больших значениях α измеренный коэффициент усиления шума G меньше его теоретического значения, полученного для неограниченного в поперечном направлении оптического элемента, т.е. без учета самофилтрации. При $L = 200$ мм и более (рис.4,д-ж) расхождения с теорией становятся существенными практически при всех значениях α – наблюдается значительное уменьшение коэффициента усиления и подавление самофокусировки. Для наглядности на рис.4,д-ж штриховыми линиями указано значение угла α_{sc} , для которого $L = L_{sc}$.

Численное моделирование распространения зашумленного пучка в нелинейной среде с помощью программы Френель [14] подтвердило подавление самофокусировки. Таким образом, не прямое измерение коэффициента усиления шума, как и прямое, показало, что с увеличением L область углового спектра, в которой происходит усиление, сужается и при $L = L_{sc}$ усиление значительно подавлено, а при дальнейшем увеличении L самофокусировка практически полностью исчезает. Отметим, что при не прямых измерениях $G(\alpha)$, т.е. при измерениях $|S(\alpha)|^2 / |S_0(\alpha)|^2$, самофилтрация излучения и подавление самофокусировки наблюдаются даже при значениях L , меньших, чем при прямых измерениях $G(\alpha)$ (ср. правые части рис.3 и 4).

4. Заключение

Таким образом, мы экспериментально подтвердили возможность подавления ММСФ с помощью самофилтрации фемтосекундного лазерного пучка при распространении в свободном пространстве. Измерения коэффициента усиления пространственного шума (инкремента самофокусировочной неустойчивости) проведены двумя независимыми методами. В обоих случаях получено количественное согласие экспериментальных данных с теоретическими и продемонстрирована высокая эффективность подавления самофокусировки. Показана возможность использования в пучках с интенсивностью порядка единиц ТВт/см² проходных оптических элементов, что значительно расширяет возможности управления параметрами тера- и петаваттных лазерных импульсов, на-

пример при преобразовании во вторую гармонику, преобразовании линейной поляризации в циркулярную, контролируемом уширении спектра импульса с последующей его рекомпрессией, разделении пучка на два и т.д.

Работа выполнена в рамках Программы развития ИПФ РАН на 2016-2020 годы (соглашение №007-02-1225/2) и Программы Президиума РАН «Экстремальные световые поля и их взаимодействие с веществом».

1. Беспалов В.И., Таланов В.И. *Письма в ЖЭТФ*, **3**, 471 (1966).
2. Розанов Н.Н., Смирнов В.А. *Квантовая электроника*, **7**, 410 (1980) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **10**, 232 (1980)].
3. Власов С.Н., Таланов В.И. *Самофокусировка волн* (Н.Новгород, Институт прикладной физики РАН, 1997).
4. Кузьмина М.С., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **43**, 936 (2013) [*Quantum Electron.*, **43**, 936 (2013)].
5. Poteomkin A.K., Martyanov M.A., Kochetkova M.S., Khazanov E.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **45**, 336 (2009).
6. Власов С.Н. *Квантовая электроника*, **3**, 451 (1976) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **6**, 245 (1976)].
7. Власов С.Н., Яшин В.Е. *Квантовая электроника*, **8**, 510 (1981) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **11**, 313 (1981)].
8. Poteomkin A.K., Khazanov E.A., Martyanov M.A., Kirsanov A.V., Shaykin A.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **45**, 854 (2009).
9. Кузьмина М.С., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **43**, 21 (2013) [*Quantum Electron.*, **43**, 21 (2013)].
10. Khazanov E.A., Maslennikov O.V., Ginzburg V.N., Kochetkov A.A., Nekorkin V.I. *Opt. Express*, **25**, 27968 (2017).
11. Кузьмина М.С., Хазанов Е.А. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **59**, 596 (2016).
12. Гинзбург В.Н., Кочетков А.А., Кузьмина М.С., Бурдонов К.Ф., Шайкин А.А., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **47**, 248 (2017) [*Quantum Electron.*, **47**, 248 (2017)].
13. Кузьмина М.С., Розанов Н.Н., Смирнов В.А. *Оптика и спектроскопия*, **51**, 509 (1981).
14. Гаранин С.Г., Епатко И.В., Львов Л.В., Серов Р.В., Сухарев С.А. *Квантовая электроника*, **37**, 1159 (2007) [*Quantum Electron.*, **37**, 1159 (2007)].
15. Poteomkin A.K., Barmashova T.V., Kirsanov A.V., Martyanov M.A., Khazanov E.A., Shaykin A.A. *Appl. Opt.*, **46**, 4423 (2007).
16. Mironov S.Y., Lozhkarev V.V., Ginzburg V.N., Yakovlev I.V., Luchinin G., Shaykin A.A., Khazanov E.A., Babin A.A., Novikov E., Fadeev S., Sergeev A.M., Mourou G.A. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **18**, 7 (2012).
17. Mironov S., Lozhkarev V., Luchinin G., Shaykin A., Khazanov E. *Appl. Phys. B: Lasers and Optics*, **113**, 147 (2013).
18. Кочеткова М.С., Мартьянов М.А., Потемкин А.К., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **39**, 923 (2009) [*Quantum Electron.*, **39**, 923 (2009)].
19. Lozhkarev V.V., Freidman G.I., Ginzburg V.N., Katin E.V., Khazanov E.A., Kirsanov A.V., Luchinin G.A., Mal'shakov A.N., Martyanov M.A., Palashov O.V., Poteomkin A.K., Sergeev A.M., Shaykin A.A., Yakovlev I.V., Garanin S.G., Sukharev S.A., Rukavishnikov N.N., Charukhchev A.V., Gerke R.R., Yashin V.E. *Opt. Express*, **14**, 446 (2006).