

Влияние пространственных неоднородностей пучков на параметры лазерной петаваттной системы на основе каскадного параметрического усиления*

С.А.Фролов, В.И.Трунов, Е.В.Пестряков, В.Е.Лещенко

Развита методика исследования эволюции пространственных неоднородностей в мощных лазерных системах на основе каскадного параметрического усиления. Впервые разработана линеаризованная модель развития неоднородностей при параметрическом усилении с учетом мелкомасштабной самофокусировки. Показано, что применение данной модели дает результаты, совпадающие с высокой точностью и в широком диапазоне изменения параметров неоднородностей с расчетом без приближений. С использованием линеаризованной модели проведен анализ развития пространственных неоднородностей в лазерной петаваттной системе на основе каскадного параметрического усиления, разрабатываемой в ИЛФ СО РАН.

Ключевые слова: петаваттная лазерная система, пространственные неоднородности, мелкомасштабная самофокусировка, параметрическое усиление, фемтосекундные импульсы.

1. Введение

Метод оптического параметрического усиления ультракоротких импульсов открывает путь к созданию нового типа лазерных источников с предельно малой длительностью импульсов и интенсивностью, превышающей 10^{23} Вт/см² [1–3]. Излучение в таких лазерных системах испытывает сильное влияние нелинейных эффектов, связанных с усилением пространственных неоднородностей интенсивности в поперечном сечении пучков, что может привести к значительному ухудшению профиля усиленного пучка или даже к пробое оптических элементов.

Основным механизмом усиления пространственных неоднородностей в мощных лазерных системах является мелкомасштабная самофокусировка (ММСФ), обусловленная нелинейностью третьего порядка [4–6]. Данная проблема всесторонне исследована для случая лазерного усиления, однако развитие ММСФ при параметрическом усилении остается неизученным. В отличие от лазерного, параметрическое усиление является мгновенным фазочувствительным процессом (на характерных временах менее 1 фс), т. е. зависит от мгновенных значений поля в данной точке пространства и времени. Вследствие этого возможно существенное изменение характера ММСФ по сравнению со случаем лазерного усиления, в частности за счет таких эффектов, как обратная перекачка энергии из усиленного пучка в пучок накачки. Так, в работе [7] рассмотрено усиление неоднородностей в результате ММСФ при генерации второй гармоники. В указанной статье на

основе теории Беспалова–Таланова [4] построена линеаризованная модель, которая позволила определить предельно допустимый уровень пространственных неоднородностей для основного пучка. В частности результаты работы [7] показывают заметное различие в спектрах усиления мелкомасштабных неоднородностей при распространении излучения в среде с кубической нелинейностью и при генерации второй гармоники в такой среде.

В настоящей работе с целью изучения развития ММСФ при параметрическом усилении впервые разработана и проанализирована линеаризованная система уравнений, описывающих неколлинеарное параметрическое взаимодействие. Проведено исследование области применимости разработанной модели, в частности на предмет соответствия результатам, полученным при решении полной (нелинеаризованной) системы уравнений. На основе модели предложена методика анализа усиления неоднородностей, использованная в петаваттной лазерной системе на основе каскадного параметрического усиления в кристаллах ВВО и ЛВО, разрабатываемой в ИЛФ СО РАН [2].

2. Моделирование развития неоднородностей

2.1. Модели, описывающие развитие неоднородностей

Моделирование развития неоднородностей может быть выполнено двумя способами [8]. Первый подход заключается в прямом моделировании неоднородностей с различными начальными параметрами – амплитудой и фазой. В настоящей работе такое моделирование проводилось путем решения системы укороченных уравнений параметрического усиления, расширенной для учета дифракции, двулучепреломления, фазовой само- и кросс-модуляции [8, 9]:

$$\frac{\partial A_s}{\partial z} = \hat{L}_s A_s + i\sigma_s A_i^* A_p e^{\Delta k z} +$$

*Доложена на конф. «Оптика лазеров», Россия, С.-Петербург, июнь 2012 г.

С.А.Фролов, В.И.Трунов, Е.В.Пестряков, В.Е.Лещенко. Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13/3; e-mail: pefvic@laser.nsc.ru

Поступила в редакцию 24 октября 2012 г., после доработки 12 февраля 2013 г.

$$\begin{aligned}
& + i \frac{\omega_s}{c} (\gamma_{ss} |A_s|^2 + \gamma_{si} |A_i|^2 + \gamma_{sp} |A_p|^2) A_s, \\
\frac{\partial A_i}{\partial z} & = \hat{L}_i A_i + i \sigma_i A_s^* A_p e^{\Delta k z} \\
& + i \frac{\omega_i}{c} (\gamma_{ii} |A_i|^2 + \gamma_{is} |A_s|^2 + \gamma_{ip} |A_p|^2) A_i, \\
\frac{\partial A_p}{\partial z} & = \hat{L}_p A_p + i \sigma_p A_i A_s e^{-\Delta k z} \\
& + i \frac{\omega_p}{c} (\gamma_{pp} |A_p|^2 + \gamma_{pi} |A_i|^2 + \gamma_{ps} |A_s|^2) A_p, \\
\hat{L}_m A_m & = i F_- \left[\left(\frac{k_m}{\cos(k_{\perp}/k_m)} - k_{m0} - \frac{\omega_m - \omega_{m0}}{v_g} \right) F_+ [A_m] \right],
\end{aligned} \tag{1}$$

где

$$\begin{aligned}
k_m & = n_m(\omega_m, \theta + k_x/k_m) \frac{\omega_m}{c}; \\
k_{m0} & = n_m(\omega_{m0}, \theta) \frac{\omega_{m0}}{c}, k_{\perp} = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}; \\
\Delta k & = k_{p0z} - k_{s0z} - k_{i0z};
\end{aligned}$$

$\varepsilon_m = A_m \exp(-i\omega_m t + ik_{m0z} z)$ – напряженность электрического поля волны m ; A_m – огибающая электрического поля (здесь и далее $m = s, i, p$ – усиливаемая и холостая волны и волна накачки соответственно); σ_m – коэффициент нелинейности второго порядка; γ_{mn} – нелинейный показатель преломления, характеризующий фазовую модуляцию волны m волной n ($n = s, i, p$); ω_m – частота волны m ; ω_{m0} – несущая частота волны m ; k_m – волновой вектор; v_g – групповая скорость накачки; $k_{m0z} = k_{m0} \cos \alpha_m$; α_m – угол волнового вектора волны m с осью z ; n_m – показатель преломления среды; θ – угол с оптической осью кристалла; F_+ , F_- – операторы прямого и обратного фурье-преобразования соответственно; Δk – волновая расстройка.

Путем разложения показателя преломления в выражении для волнового вектора и косинуса в знаменателе первого слагаемого оператора \hat{L}_m по k_x и k_y эта система сводится к общеизвестным укороченным уравнениям с операторами сноса и дифракции. Также система (1) может быть выведена с использованием подхода, описанного в работе [10], путем сохранения угловой зависимости волнового вектора и подстановки $E = A_s \exp(-i\omega_s t + ik_{sz} z) + A_i \exp(-i\omega_i t + ik_{iz} z) + A_p \exp(-i\omega_p t + ik_{pz} z)$. Таким образом, данная система уравнений позволяет моделировать все эффекты, дающие существенный вклад в процесс эволюции неоднородностей. Такой подход к моделированию неоднородностей предполагает значительное число трудоемких расчетов и их анализ.

Другой подход, предложенный впервые для моделирования развития неоднородностей при параметрическом усилении, позволяет одновременно провести вычисления для широкого диапазона параметров пространственных возмущений. Основная идея заключается в том, чтобы моделировать неоднородности как малую добавку к основному полю [4, 7]. Это предположение позволяет

вывести линейную систему уравнений для поля возмущения. Поскольку такая система уравнений громоздка, ниже представлено только одно из уравнений (полная система включает в себя шесть подобных уравнений):

$$\begin{aligned}
\frac{dA_{s,1}}{dz} & = \frac{-i}{\cos(\alpha + \alpha_{12}) \cos \alpha_{11}} \left\{ \sigma_s (E_{p,0} E_{i,2}^* + E_{p,1} E_{i,0}^*) \right. \\
& + \frac{\omega_s}{c} [\gamma_{ss} (2|E_{s,0}|^2 E_{s,1} + E_{s,0}^2 E_{s,2}^*) \\
& + \gamma_{si} (|E_{i,0}|^2 E_{s,1} + (E_{i,0} E_{i,2}^* + E_{i,1} E_{i,0}^*) E_s) \\
& \left. + \gamma_{sp} (|E_{p,0}|^2 E_{s,1} + (E_{p,0} E_{p,2}^* + E_{p,1} E_p^*) E_{s,0}) \right\} \exp(ik_{s,1z} z),
\end{aligned} \tag{2}$$

где $k_{s,0z} = k_s \cos \alpha$; $k_{s,jz} = k_s \cos \alpha_{j1} \cos(\alpha + \alpha_{j2})$, $j = 1, 2$; $E_{m,j} = A_{m,j} \exp(-ik_{m,jz} z)$, $j = 0, 1, 2$ (нулевой индекс соответствует полю основной волны, а 1 и 2 – угловым компонентам неоднородности одной волны, сумма проекций волнового вектора которых на входную грань кристалла равна нулю); α – угол между усиливаемой волной и волной накачки в неколлинеарной схеме; остальные аргументы при тригонометрических функциях представляют собой малые углы компонент неоднородности с основной волной, причем первый индекс соответствует направлению волны неоднородности, а второй – плоскости: 1 – критичной к синхронизму, 2 – некритичной.

Насколько нам известно, такая линейризованная модель, учитывающая параметрическое усиление и самофокусировку, предложена впервые. Она позволяет вычислить угловое распределение комплексного коэффициента усиления поля возмущения, что дает возможность рассчитать эволюцию произвольных пространственных неоднородностей. Очевидным недостатком модели является невозможность учета ряда эффектов, таких как изменение профиля возмущений в результате дифракции, насыщение параметрического усиления и др. Таким образом, важно знать области применимости модели. Следующая часть работы посвящена изучению областей применимости модели для ряда характерных случаев.

2.2. Эффективная кубическая восприимчивость для кристаллов ВВО и ЛВО

Для определения влияния ММСФ на эволюцию неоднородностей важно использовать наиболее точные значения γ_{mn} в уравнениях (1) и (2). Ниже приведены экспериментальные данные по тензору кубической нелинейной восприимчивости и дана их интерпретация с целью получения величин этих коэффициентов для кристаллов ВВО и ЛВО, используемых в нашей петаваттной системе. Выражения для эффективной кубической восприимчивости при само- и кроссмодуляции могут быть легко выведены из симметрии кристалла и правила Клейнмана [11, 12]. Полученные выражения для кристаллов ВВО и ЛВО (только в плоскости XY) представлены в табл.1.

Компоненты тензора в укороченной записи (χ_{im}) для кристалла ВВО были взяты из [13]: $\chi_{11} = 503 \text{ пм}^2/\text{В}^2$, $\chi_{10} = -24 \text{ пм}^2/\text{В}^2$, $\chi_{16} = 146 \text{ пм}^2/\text{В}^2$, $\chi_{33} = -104 \text{ пм}^2/\text{В}^2$. Несмотря на аномальное значение χ_{33} , данная компонента не оказывает существенного влияния на эффективный коэффициент кубической нелинейности при используемых углах син-

Табл.1. Выражения для эффективных кубических восприимчивостей при само- и кроссмодуляции в кристаллах ВВО и ЛВО.

Кристалл	Поляризация*	Выражение
ВВО (симметрия 3m)	o-o	$\chi_{\text{eff}}^{(3)} = \chi_{11}$
	e-e	$\chi_{\text{eff}}^{(3)} = \chi_{11} \cos^4 \theta + \frac{3}{2} \chi_{16} \sin^2 2\theta - 2\chi_{10} \cos^2 \theta \sin 2\theta \sin 3\varphi + \chi_{33} \sin^4 \theta$
	o-e, e-o	$\chi_{\text{eff}}^{(3)} = \frac{1}{3} \chi_{11} \cos^2 \theta + \chi_{16} \sin^2 \theta + \chi_{10} \sin 2\theta \sin 3\varphi$
ЛВО (симметрия mm2), плоскость XY	o-o	$\chi_{\text{eff}}^{(3)} = \chi_{33}$
	e-e	$\chi_{\text{eff}}^{(3)} = \chi_{11} \sin^4 \varphi + \frac{3}{2} \chi_{18} \sin^2 2\varphi + \chi_{22} \cos^4 \varphi$
	o-e, e-o	$\chi_{\text{eff}}^{(3)} = \chi_{16} \sin^2 \varphi + \chi_{24} \cos^2 \varphi$

* Первый символ означает поляризацию волны, которая испытывает модуляцию, второй – поляризацию модулирующей волны, т.е., например, o-e означает взаимодействие ooe → e.

Табл.2. Значения коэффициентов γ_{mm} .

Кристалл	γ_{ss}, γ_{ii} (10^{-16} см ² /Вт)	γ_{si}, γ_{is} (10^{-16} см ² /Вт)	γ_{sp}, γ_{ps} (10^{-16} см ² /Вт)	γ_{ip}, γ_{pi} (10^{-16} см ² /Вт)	γ_{pp} (10^{-16} см ² /Вт)
ВВО ($\theta = 23.7^\circ, \varphi = 90^\circ$)	5.16	10.32	3.72	3.72	4.26
ЛВО (плоскость XY, $\varphi = 11.8^\circ$)	2.68	5.36	1.55	1.55	1.94

хронизма. Для кристалла ЛВО данных в литературе существенно меньше. Измеренные значения n_2 [14] дали $\chi_{11} = 236$ пм²/В² и $\chi_{22} = 173$ пм²/В². Компонента $\chi_{33} = 244$ пм²/В² была получена на основе формулы для эффективной кубической восприимчивости $\chi_{\text{eff}}^{(3)}$ [15] из компонент χ_{11} и χ_{22} :

$$\frac{\chi_{\text{eff}1}^{(3)}}{\chi_{\text{eff}2}^{(3)}} = \frac{(n_{01}^2 - 1) \partial n_{01}^2 / \partial \lambda}{(n_{02}^2 - 1) \partial n_{02}^2 / \partial \lambda}^{-1}, \quad (3)$$

где $\chi_{\text{eff}i}^{(3)}$ – эффективная кубическая восприимчивость; n_{0i} – показатель преломления для конфигурации i . Мы выбрали такое приближение, поскольку использование формулы (3) дало хорошие результаты при расчете коэффициента χ_{11} из коэффициента χ_{22} и наоборот как для кристалла ЛВО (точность до 5%), так и для обладающего той же симметрией mm2 кристалла КТР [16] (точность до 10%). Компоненты $\chi_{16} = 80$ пм²/В², $\chi_{18} = 68$ пм²/В² и $\chi_{24} = 70$ пм²/В² для кристалла ЛВО были оценены в приближении изотропной среды как $\chi_{16} = (\chi_{11} + \chi_{33})/6$, $\chi_{18} = (\chi_{11} + \chi_{22})/6$ и $\chi_{24} = (\chi_{22} + \chi_{33})/6$. Таким образом, с использованием указанных значений компонент тензоров кубической нелинейности вычислены эффективные значения коэффициента кубической нелинейности γ_{mm} (табл.2).

3. Анализ моделей

3.1. Применимость линейризованной модели

Как было отмечено ранее, линейризованные уравнения параметрического усиления с учетом нелинейной фазовой само- и кроссмодуляции имеют ограниченную область применимости. Ниже проведено рассмотрение этих областей для случаев нелинейного распространения и параметрического усиления. Поскольку границы этих областей зависят от параметров конкретной задачи, исследован их наиболее характерный диапазон. Для определения отклонения результатов расчета в линейризованном приближении от результатов модели (1) проведено сравнение при следующих предположениях: пространственная форма возмущений – гауссова, а пространственный профиль

основных пучков – супергауссов (восьмого порядка). Последнее позволяет воспроизвести условия постоянного профиля основного излучения, предполагаемого в модели (2). Далее вычисляется комплексный угловой коэффициент усиления поля в полной модели:

$$g_{\text{direct}} = \frac{F_+(A_{iL} - A_{0L})}{F_+(A_{i0} - A_{00})}, \quad (4)$$

где первый индекс $i(0)$ означает наличие (отсутствие) неоднородности в пучке, а второй индекс $L(0)$ соответствует выходной (входной) грани кристалла. Угловой коэффициент усиления поля в линейризованной модели

$$g_{\text{lin}} = \frac{A_{\text{lin}L}}{A_{\text{lin}0}}, \quad (5)$$

где $A_{\text{lin}L}$ – усиленное поле возмущения в линейризованной модели на выходе из среды, а $A_{\text{lin}0}$ – начальное поле волны, вызывающей возмущения. Зная оба коэффициента усиления, как в линейризованной модели, так и при прямом расчете, оценим ошибку Δ следующим образом:

$$\Delta = \frac{\int \int |g_{\text{direct}}(\alpha_1, \alpha_2) - g_{\text{lin}}(\alpha_1, \alpha_2)|^2 d\alpha_1 d\alpha_2}{\int \int |g_{\text{direct}}(\alpha_1, \alpha_2)|^2 d\alpha_1 d\alpha_2}, \quad (6)$$

где интегрирование ведется по тем углам, в которых коэффициент усиления по интенсивности превышает e^{-2} от пикового значения. Здесь важно отметить, что коэффициенты усиления включают в себя фазовые характеристики усиленных возмущений, которые, как будет показано далее, важны для корректного восстановления усиленного профиля возмущения.

Для начала рассмотрим случай нелинейного распространения только волны накачки в изотропной среде, т.е. из нелинейных эффектов будем учитывать только фазовую самомодуляцию. Такой процесс характеризуется B -интегралом:

$$B = \int_0^L k_0 \gamma I_{\text{peak}}(z) dz, \quad (7)$$

где k_0 – волновой вектор в вакууме; γ – нелинейный показатель преломления; I_{peak} – пиковая интенсивность; L –

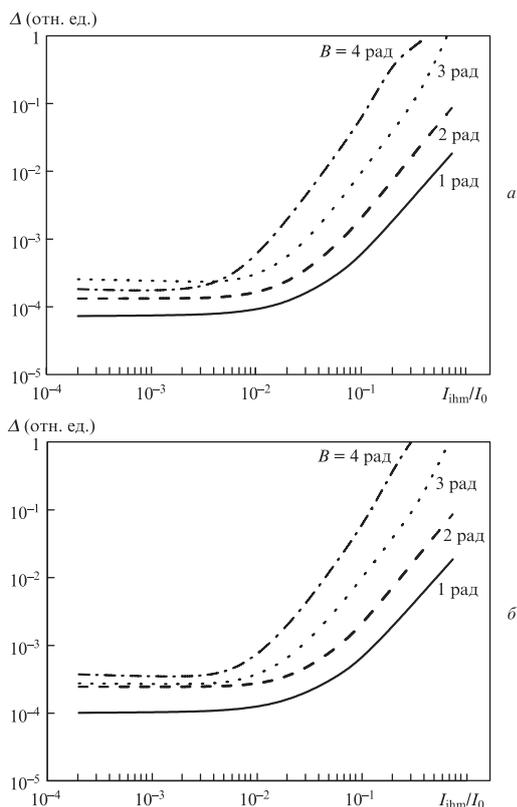


Рис.1. Сравнение результатов расчета в линейризованной модели и прямого расчета для короткого (0.1 см) (а) и длинного (10 см) (б) блока из стекла ТФ-8.

длина среды. Моделирование проводилось для короткого (0.1 см) и длинного (10 см) блока из стекла ТФ-8 ($\gamma = 9.69 \times 10^{-16} \text{ см}^2/\text{Вт}$) для B -интеграла от 1 до 4 рад, длины волны излучения 532 нм и радиуса неоднородности 50 мкм. Указанные параметры соответствуют наиболее эффективному усилению компонент неоднородностей с углом между волновыми векторами возмущения и основной волны 10–20 и 1–2 мрад для $L = 0.1$ и 10 см соответственно. Такой выбор позволяет провести исследование как при слабом, так и при сильном вкладе дифракции. Результаты представлены на рис.1 в виде зависимости ошибки Δ от отношения пиковой интенсивности неоднородности I_{1hm} к пиковой интенсивности основного пучка I_0 . Хорошее соответствие результатов в широком диапазоне интенсивностей возмущений, в особенности для малых значений B -интеграла, обусловлено малостью коэффициента усиления неоднородностей из-за самофокусировки.

Далее рассмотрен случай параметрического усиления излучения с длиной волны 800 нм при накачке на длине волны 532 нм с интенсивностью 10 ГВт/см² в кристалле ВВО с углом неколлинеарности 2.3° (d_{eff} для данных параметров составляет 2.1 пм/В). Интенсивность усиливаемого излучения и длина кристалла выбирались такими, чтобы можно было достичь заданного коэффициента усиления и уровня насыщения. Рассматривались коэффициенты усиления 10^2 и 10^4 в отсутствие насыщения усиления, при насыщении до уровня максимального коэффициента усиления (полное насыщение) и до уровня 70% в условиях обратной перекачки («перенасыщение»). С целью изучения влияния больших значений B -интеграла рассматривались случаи с увеличенным коэффициентом кубиче-

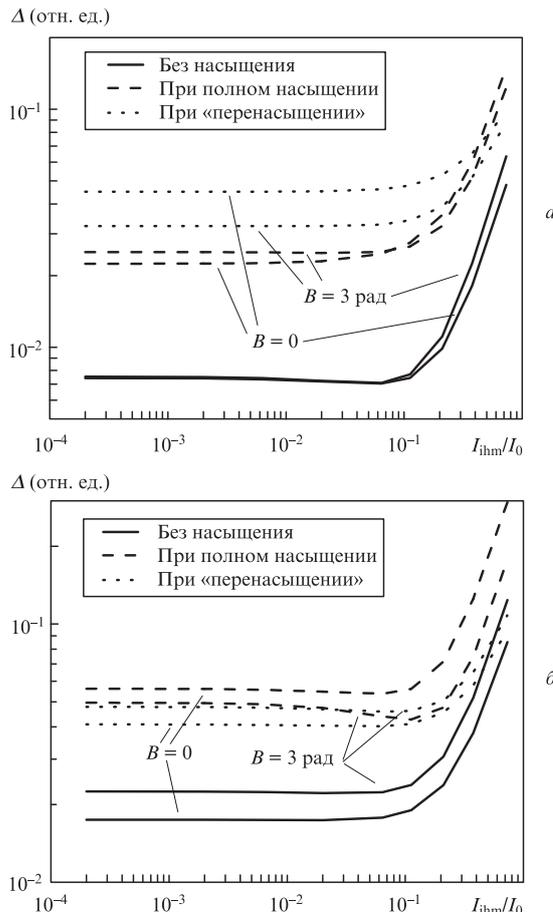


Рис.2. Сравнение моделей для случая параметрического усиления при коэффициентах усиления $G = 100$ (а) и 10000 (б).

ской нелинейности γ . При проведении расчетов неоднородность изначально присутствовала в накачке, а сравнение проводилось для неоднородности, полученной в усиленной волне.

Результаты сравнения представлены на рис.2. Данные, полученные в рамках линейризованной модели, в достаточной степени совпадают с прямым расчетом. В основном ошибка вносится сглаживанием неоднородности за счет дифракции. Также важно отметить, что линейризованная модель корректно учитывает двулучепреломление в кристалле, поскольку его влияние на эволюцию неоднородностей малого размера (100–500 мкм) значительно. Более подробно фазовые эффекты будут рассмотрены в разд.4.

3.2. Интерпретация результатов модели

Как было отмечено выше, результатом расчета эволюции неоднородностей при параметрическом усилении в линейризованной модели является угловой спектр усиления их поля. Поскольку спектр усиления включает в себя изменения фазы, для определения результирующего суммарного поля основной волны и усиленной неоднородности важен ее учет. Например, в случае распространения пучка в среде с кубической нелинейностью фазы, накопленная невозмущенным пучком, будет отличаться от фазы возмущенного пучка вследствие различия в интенсивностях. Очевидно, что слабое поле, будучи решением уравнения (2), должно включать в себя это измене-

ние фазы. Так, к примеру, в направлении под малым углом к оси распространения основной волны коэффициент усиления малой добавки к основному полю по интенсивности вследствие фазовой самомодуляции при усреднении по начальной фазе будет приближенно равен $2B^2 + 1$ [7]. Рассматривая эволюцию возмущения достаточно большого пространственного размера, нетрудно понять, что интенсивность его останется прежней, т.к. оно не подвержено самофокусировке, а изменится лишь фаза. Тем не менее при использовании коэффициента усиления по интенсивности [7] интенсивность пучка при распространении в среде с кубической нелинейностью изменяется в случае, когда этого не может быть в принципе. Однако, используя расчетный комплексный коэффициент усиления для получения результирующего суммарного поля, можно показать, что интенсивность поля не изменится с высокой точностью, а расчетная накопленная фаза будет близко соответствовать точному решению, причем это различие объясняется использованными приближениями. Отсюда следует, что для корректного анализа реального роста возмущений необходимо восстановить суммарное поле возмущения и основной волны на основе комплексного коэффициента усиления. Поскольку одной из наиболее важных количественных характеристик роста неоднородностей является их пиковая интенсивность, анализ эволюции неоднородностей будет проводиться с помощью коэффициента усиления по пиковой интенсивности, учитывающего фазовые характеристики неоднородностей, который дается выражением для заданного пространственного профиля возмущения A_{inh} :

$$g_{peak} = \sup \left[\frac{|F_- \{g_{lin} F_+ \{A_{inh}\}\} + A_{sL}|^2 - |A_{sL}|^2}{|A_{sL}|^2} \right] \times \frac{\max |A_{p0}|^2}{\max |A_{inh}|^2}, \quad (8)$$

где под \sup понимается как минимум, так и максимум величины по профилю неоднородности. Из формулы (8) следует, что, например, при начальном возмущении накачки с 10%-ной амплитудой от ее пиковой интенсивности и при коэффициенте усиления 2 на выходе в усиленной волне будет присутствовать пик в 20% от ее пиковой интенсивности, а при коэффициенте усиления -2 – провал в 20%.

На рис.3, *a, б* представлены угловые коэффициенты усиления неоднородностей по интенсивности и вычисленный результирующий пространственный профиль неоднородности в случае гауссова начального распределения с расходимостью 2 мрад при распространении излучения с длиной волны 532 нм в блоке из стекла ТФ-8 длиной 10 см с $B = 3$ рад. Начальные профили показаны на рис.3, *д, е*. Особо стоит отметить, что значительный коэффициент усиления при нулевых углах не приводит к усилению неоднородностей большого размера, а лишь изменяет нелинейный набег их фаз, что и наблюдается при расчете в рамках полной модели.

В отличие от кубической нелинейности, параметрическое усиление не вносит значительного вклада в фазу усиленного пучка. Такой вклад возможен, например, при малых размерах неоднородностей за счет двулучепреломления [17], что и наблюдается на рис.3, *в, г* при параметрическом усилении с $G = 100$ и насыщении до максимального коэффициента усиления. Также из рис. рис.3, *в, г* следует, что несоответствие коэффициента усиления по пиковой интенсивности максимуму углового спектра усиления по интенсивности обусловлено «растяжением» пространственного профиля вследствие двулучепреломления. В целом из представленных данных видно, что использование для исследования коэффициента усиления неоднородности по интенсивности дает некорректные результаты. Таким образом, для анализа неоднородностей требу-

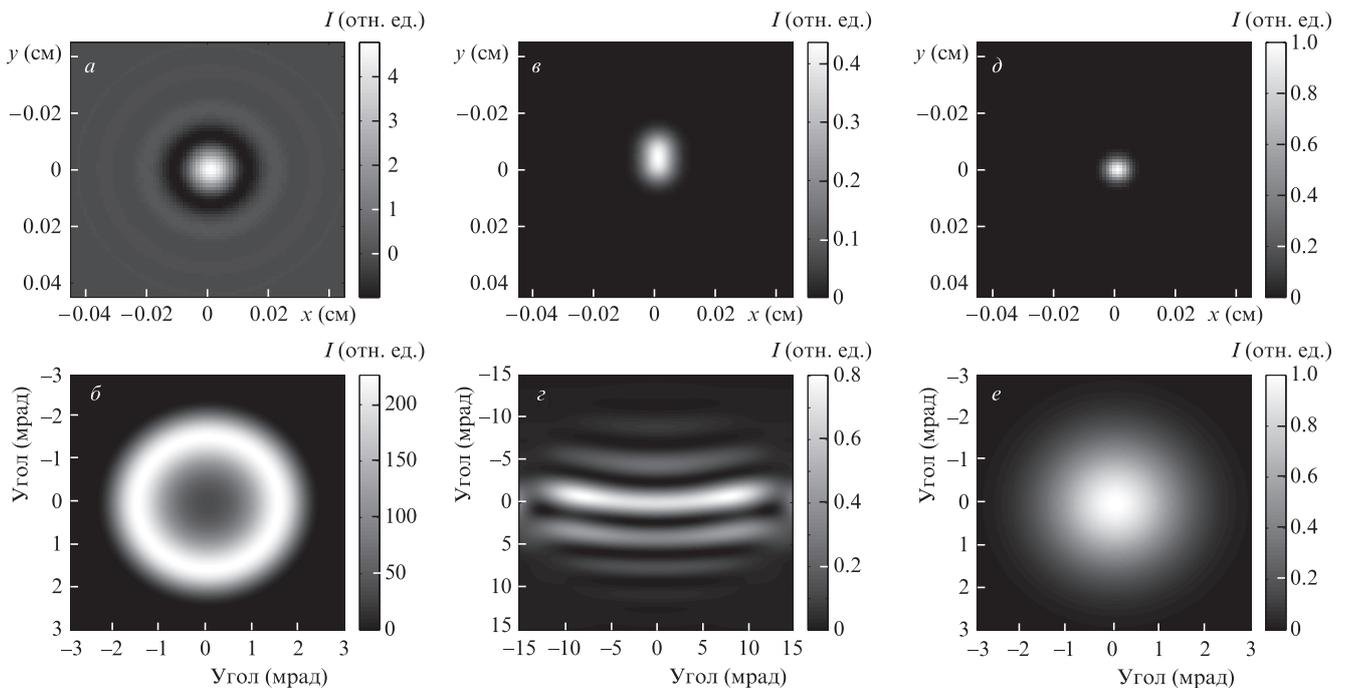


Рис.3. Типичные пространственные профили усиленной неоднородности (*a, в*) и угловые спектры усиления (*б, г*), полученные при моделировании усиления неоднородностей в случае нелинейного распространения ($B = 3$ рад, $L = 10$ см) (*a, б*) и параметрического усиления ($G = 100$) (*в, г*) при насыщении до максимума коэффициента усиления. Для сравнения даны начальный пространственный профиль (*д*) и угловой спектр неоднородности (*е*), соответствующие расходимости 2 мрад.

ется вычисление их результирующего профиля с учетом фазы, особенно в случае значительного вклада кубической нелинейности. В разд.4 рассмотрена методика оценки роста неоднородностей с помощью коэффициента усиления по пиковой интенсивности.

4. Анализ неоднородностей в лазерной петаваттной системе

В настоящее время в Институте лазерной физики СО РАН разрабатывается схема петаваттной лазерной системы на основе каскадного параметрического усиления с пикосекундной накачкой (рис.4). Данная система характеризуется высокой интенсивностью накачки, обусловленной пикосекундной длительностью импульсов накачки, что позволяет использовать ее с большой эффективностью. Параметры системы выбраны с помощью численного моделирования [2]. Так, для первого каскада выбран кристалл ВВО, поскольку он обладает высокой нелинейностью и широким спектром усиления. Выбор кристаллов LBO для последующих каскадов является компромиссом между высокой нелинейностью с широким спектром усиления и большой доступной апертурой. Моделирование показало, что для реализации системы достаточно, чтобы апертура кристалла LBO составляла 100–120 мм. Энергия накачки на каждом каскаде выбрана такой, чтобы ее интенсивность была максимальной с точки зрения стойкости к оптическому пробую; это позволяет достичь эффективности преобразования около 30%. При этом B -интеграл всей системы равен 0.45 рад, а B -интеграл на одном каскаде не превышает 0.2 рад.

В случае нашей петаваттной системы неоднородности при параметрическом усилении можно разделить на крупно- и мелкомасштабные. Первые усиливаются, в основном, за счет параметрического усиления, вторые – ММСФ, а граница между ними примерно соответствует угловой ширине синхронизма нелинейных кристаллов. Расходимость мелкомасштабных неоднородностей, соответствующая характерным параметрам лазерных систем на основе каскадов параметрического усиления с пикосекундной накачкой (длина кристаллов несколько миллиметров, интенсивность излучения ~ 10 ГВт/см²), как следует из результатов расчетов, находится в диапазоне 5–15 мрад, т.е., как правило, лежит за пределами угловой ширины синхронизма нелинейных кристаллов, и параметрическое усиление идет в узкой полосе углового спектра. Исключением являются кристаллы со значительной

угловой шириной синхронизма, например LBO. Также в отсутствие пространственной фильтрации при изменении размеров пучков между каскадами мелкомасштабные неоднородности могут перейти в категорию крупномасштабных и будут усиливаться уже за счет параметрического процесса; как показано далее, они могут быть им подавлены. Коэффициент усиления крупномасштабных неоднородностей определяется степенью насыщения усиления. Так, в режиме усиления без насыщения они характеризуются значительным положительным коэффициентом усиления, тогда как в режиме обратной перекачки он будет отрицательным, а при насыщении максимального коэффициента усиления до определенного уровня может и вовсе равняться нулю. При этом крупномасштабные неоднородности, в отличие от мелкомасштабных, уже не могут быть подавлены с помощью пространственной фильтрации, поэтому для них особенно важно проводить анализ усиления неоднородностей по всем каскадам лазерной системы с целью уменьшения итогового коэффициента усиления. Далее с помощью линейризованной модели проведен анализ развития пространственных возмущений в петаваттной системе по трем ее каскадам. В рамках анализа эволюции неоднородностей рассмотрена зависимость коэффициента усиления от их размера с учетом параметрического усиления и нелинейной фазовой модуляции. Предполагается наличие исходного возмущения в накачке, а его эволюция рассматривается в усиливаемой волне. Результаты вычислений для различных наборов учтенных эффектов представлены на рис. 5.

Для начала рассмотрим подробнее влияние нелинейной фазовой модуляции без параметрического усиления (рис. 5, a – e). При параметрах нашей системы мелкомасштабная самофокусировка приводит к наиболее значительному усилению малых неоднородностей, в данном случае с расходимостью 9 мрад для первого каскада и 8 мрад для второго и третьего каскадов. Как можно было ожидать, при значительных B -интегралах, для которых проводились вычисления, неоднородности будут существенно усиливаться, однако на первом каскаде коэффициент усиления очень мал, что обусловлено двулучепреломлением и неколлинеарностью на каскаде с кристаллом ВВО, которые «сносят» неоднородность в накачке относительно сигнальной волны и не дают ей создать значительное по интенсивности возмущение в усиливаемой волне. Это подтверждается проведенными расчетами: в отсутствие двулучепреломления и неколлинеарности коэффициент усиления достигает пяти, а при наличии двулучепреломления – 1.1. По этой же причине из-за

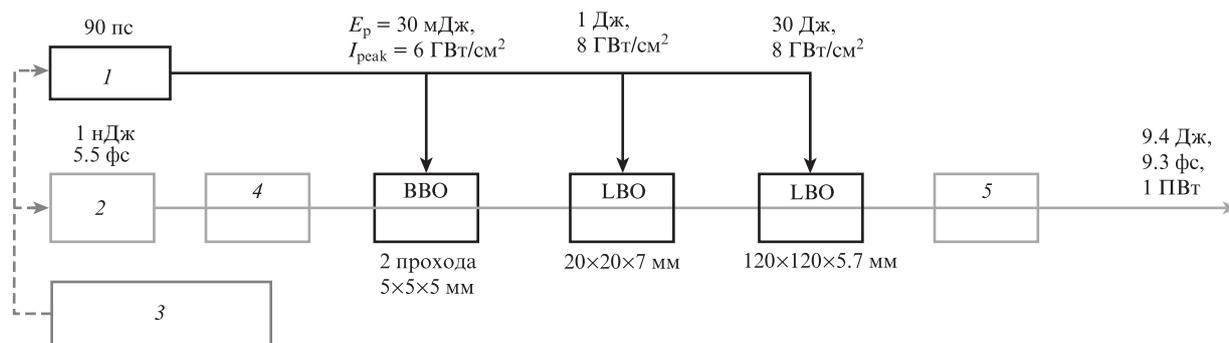


Рис.4. Схема лазерной петаваттной системы:

1 – пикосекундный лазер накачки с длительностью импульса 90 пс; 2 – фемтосекундный лазер; 3 – стандарт частоты; 4 – стретчер; 5 – компрессор; I_{peak} – пиковая интенсивность накачки; E_p – энергия накачки.

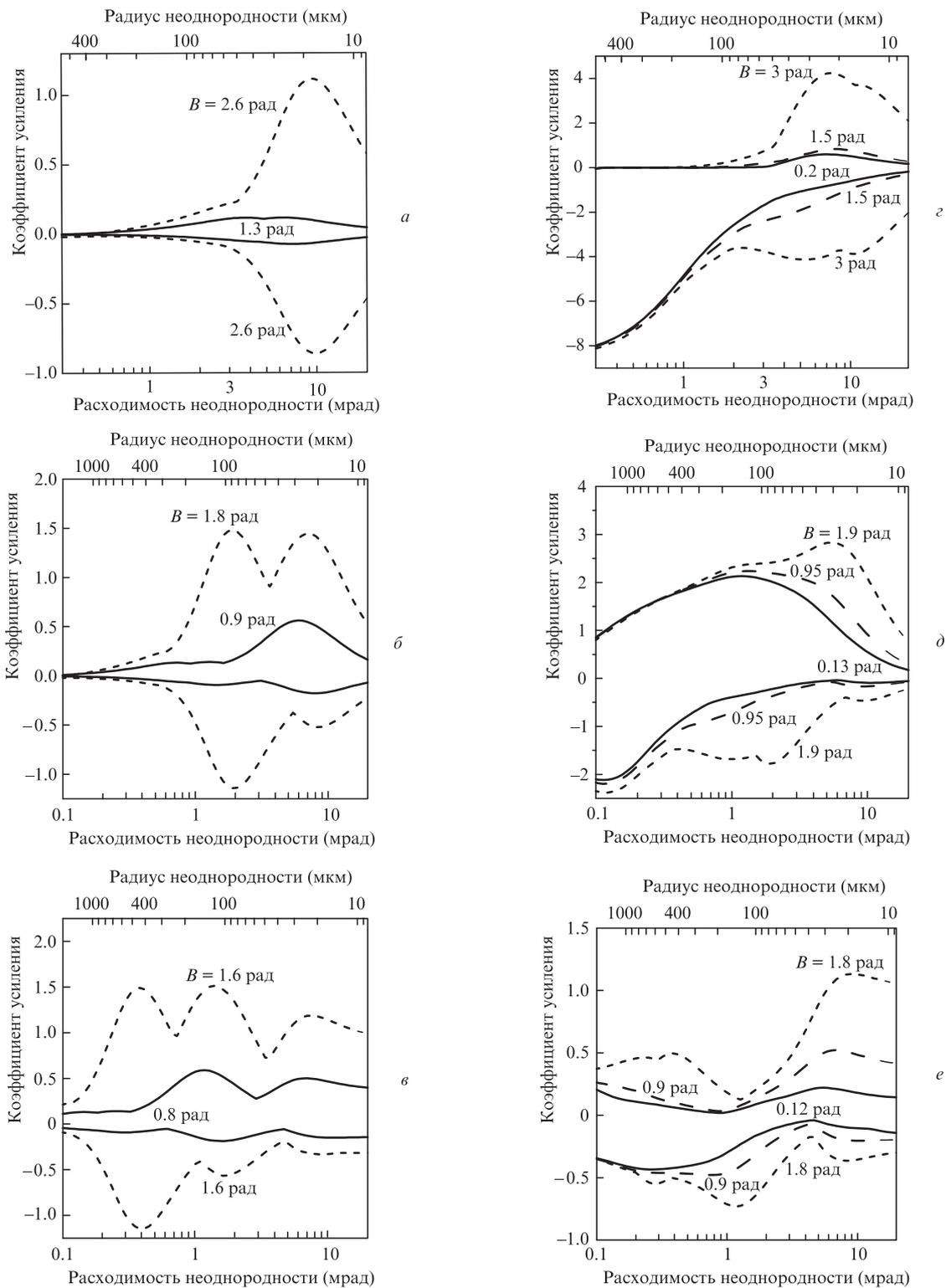


Рис.5. Зависимости коэффициента усиления неоднородностей по пиковой интенсивности от их размера (даны максимальные и минимальные значения по профилю): *a, б, в* – влияние нелинейной фазовой модуляции и *г, д, е* – параметрического усиления на первом (*a, г*), втором (*б, д*) и третьем (*в, е*) каскадах.

меньшего двулучепреломления в кристаллах LBO на втором каскаде наблюдается большой пиковый коэффициент усиления. Однако на третьем каскаде вследствие изменения размера в отсутствие пространственной фильтрации исходный усиленный пик сдвигается в область 1–2 мрад, при этом в результате ММСФ образуется новый пик с центром на 6–8 мрад.

Как было указано ранее, при параметрическом усилении характеристикой, определяющей коэффициент усиления неоднородностей, является степень насыщения, что и демонстрируют наши результаты (рис.5, *г–е*). Первый каскад находится в режиме обратной перекачки, а следовательно, характеризуется значительным отрицательным коэффициентом усиления. Дальнейшие каскады петаватт-

ной системы настроены на насыщение до уровня максимального коэффициента усиления, и по этой причине крупномасштабные пространственные возмущения в значительной мере подавляются. При большой нелинейной фазовой модуляции зависимость в области 5–20 мрад, превышающей угловую ширину синхронизма параметрического усиления, становится во многом такой же, как и в отсутствие параметрического усиления (рис.5, а–в). Исключением является последний каскад, где коэффициент усиления на больших углах за счет насыщения параметрического усиления значителен и дает большой вклад в суммарное усиление. Самое большое изменение наблюдается в переходной области 1–5 мрад, в которой вклад параметрического усиления уже значителен – можно видеть, что неоднородности в виде пиков с предыдущего каскада подавляются в результате насыщения усиления, а неоднородности в виде провалов усиливаются.

Таким образом, численное моделирование показало, что рост крупномасштабных неоднородностей в разрабатываемой петаваттной системе ограничивает работу каскадов в режиме насыщения, а мелкомасштабные не развиваются из-за малости B -интеграла. Также показано, что в случае параметрического усиления с большим B -интегралом количественные показатели изменяются по сравнению с распространением без усиления. Изменения приходятся в основном на переходную область (1–5 мрад), но имеют место и в области, характерной для мелкомасштабных неоднородностей (5–20 мрад). Также важно отметить, что параметрическое усиление может в значительной мере подавлять усиленные неоднородности с предыдущего каскада при телескопировании пучков между каскадами с изменением их размера.

5. Выводы

Впервые предложена линеаризованная модель расчета развития возмущений в мощных лазерных системах на основе параметрического усиления. Использование такой модели имеет ряд существенных преимуществ перед прямым моделированием, поскольку результатом расчета является угловой спектр усиления, который позволяет вычислить рост неоднородности любого размера и профиля.

Показана применимость линеаризованной модели в широком диапазоне параметров возмущений как для нелинейного распространения, так и для параметрического усиления, в том числе при больших значениях B -интеграла. Исследование фазовых характеристик углового спектра усиления неоднородностей в задачах нелинейного распространения и параметрического усиления показало, что величина коэффициента усиления неоднородностей по интенсивности не отражает реального роста возмущений. Даже при значительных коэффициентах усиления по интенсивности ($\sim 10^2$) рост пиковой интенсивности при пересчете с использованием комплексного коэффициента усиления может снизиться на два порядка. По этой причине была разработана методика анализа коэффициента усиления неоднородностей по пиковой интенсивности, которая позволяет оценить их реальное изменение.

С помощью разработанной методики проведен анализ эволюции неоднородностей в разрабатываемой в ИЛФ СО РАН схеме петаваттной лазерной системы на основе каскадов параметрического усиления. Вычисления для нелинейного распространения и параметрического усиления как с низкой, так и с высокой кубической нелинейностью позволили определить влияние каждого из эффектов на коэффициент усиления неоднородностей. Установлено, что в случае мелкомасштабных неоднородностей (расходимость 5–20 мрад) в усиливаемой волне наибольшее влияние на него оказывает двулучепреломление, тогда как параметрическое усиление влияет довольно слабо. С другой стороны, в переходной области (1–5 мрад) коэффициент усиления неоднородностей изменяется существенно (вследствие подавления параметрическим усилением неоднородностей с предыдущего каскада).

Таким образом, представленные линеаризованная модель и методика анализа позволяют исследовать развитие неоднородностей любого размера и формы в мощных лазерных системах на основе каскадов параметрического усиления. Это открывает возможность разработки методов подавления ММСФ с учетом особенностей параметрического усиления, что в итоге позволит улучшить параметры мощных лазерных систем.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке программы Президиума РАН «Экстремальные световые поля и их приложения», Минобрнауки РФ (соглашение 8387) и РФФИ (грант № 12-02-31856_мол-а).

Авторы признательны С.Н.Багаеву за поддержку работы.

1. Багаев С.Н., Пестряков Е.В., Трунов В.И. *Оптика атмосферы и океана*, **23**, 845 (2010).
2. Pestyakov E.V., Petrov V.V., Trunov V.I., Frolov S.A., Kirpichnikov A.V., Kokh A.E., Bagaev S.N. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **7994**, 799425 (2011).
3. Major Z., Trushin S.A., Ahmad I., et.al. *Rev. Laser Eng.*, **37**, 431 (2009).
4. Беспалов В.И., Таланов В.И. *Письма в ЖЭТФ*, **3**, 471 (1966).
5. Розанов Н.Н., Смирнов В.А. *Квантовая электроника*, **7**, 410 (1980).
6. Гаранин С.Г., Елатко И.В., Львов Л.В., Серов Р.В., Сухарев С.А. *Квантовая электроника*, **37**, 1159 (2007).
7. Гинзбург В.Н., Ложкарев В.В., Миронов С.Ю., Потемкин А.К., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **40**, 503 (2010).
8. Фролов С.А., Трунов В.И., Пестряков Е.В., Кирпичников А.В., Петров В.В. *Оптика атмосферы и океана*, **25**, 278 (2012).
9. Yates M.A., Tsangaris C.L., Kinsler P., New G.H.C. *Opt. Commun.*, **257**, 164 (2006).
10. Kinsler P. *Phys. Rev. A*, **81**, 013819 (2010).
11. Сиротин Ю.И., Шаскольская М.П. *Основы кристаллофизики* (М.: Наука, 1979).
12. Midwinter J.E., Warner J.Br. *J. Appl. Phys.*, **16**, 1665 (1965).
13. Bache M., Guo H., Zhou B., Zeng X. *Opt. Mater. Express* (to be published).
14. Li H.P., Kam C.H., Lam Y.L., Ji W. *Opt. Mater.*, **15**, 237 (2001).
15. Ganeev R.A., Kulagin I.A., Rysnyansky A.I., Tugushev R.I., Usmanov T. *Opt. Commun.*, **229**, 403 (2003).
16. DeSalvo R., Sheik-Bahae M., Said A.A., Hagan D.J., Van Stryland E.W. *Opt. Lett.*, **18**, 194 (1993).
17. Wei X., Qian L., Yuan P., Zhu H., Fan D. *Opt. Express*, **16**, 8904 (2008).