

Обращение волнового фронта при ВРМБ сфокусированного лазерного спекл-пучка

В.А.Богачев, Г.Г.Кочемасов, Ф.А.Стариков

Проведено расчетно-теоретическое исследование ОВФ при ВРМБ сфокусированного гауссова лазерного пучка с частичной пространственной когерентностью волнового фронта в рамках трехмерной нестационарной модели ВРМБ, в которой учитываются переходные процессы и насыщение ВРМБ. Получены зависимости коэффициента ОВФ h от мощности лазерного излучения при различных превышениях ξ его угловой расходимостью дифракционного предела. Установлено, что при заданном коэффициенте отражения лазерного излучения от ВРМБ-зеркала коэффициент ОВФ монотонно снижается с увеличением расходимости. Например, в околороговом режиме ВРМБ h уменьшается с 70 % до 30 % при изменении ξ от 1 до 10. При заданной расходимости коэффициент ОВФ растет с увеличением коэффициента отражения и приближается к идеальному ($h > 90\%$) при глубоком насыщении ВРМБ, когда коэффициент отражения превышает 90 % – 95 %.

Ключевые слова: вынужденное рассеяние Мандельштама – Бриллюэна, обращение волнового фронта.

1. Введение

Со времени открытия эффекта обращения волнового фронта (ОВФ) при вынужденном рассеянии Мандельштама – Бриллюэна (ВРМБ) лазерного излучения [1] опубликовано большое число работ, посвященных его изучению (см. монографии [2–4]), и интерес к этому эффекту не ослабевает до сих пор. Одна из задач настоящей работы, имеющая важное практическое значение, заключается в исследовании зависимости коэффициента ОВФ, характеризующего качество ОВФ, от угловой расходимости лазерного пучка накачки (точнее, от превышения ξ его расходимостью дифракционного предела). Эта зависимость может быть различной для разных схем возбуждения ВРМБ: фокусировки пучка накачки в световод или объемную ВРМБ-среду (см., напр., [5–9]).

Более просто осуществляется фокусировка пучка в объемную ВРМБ-среду. Кроме того, такая фокусировка целесообразнее в случае мощного лазерного излучения из-за проблемы лучевой прочности. На качество ОВФ влияют «змеечные» искажения, растущие с уменьшением ξ , и не коррелированные с накачкой стоковые моды, вклад которых, наоборот, растет с увеличением ξ [2]. Эти действующие в противоположных направлениях факторы в сочетании с пространственной неоднородностью огибающей пучка накачки затрудняют определение оптимального ξ из простых теоретических соображений. Согласно сложившимся представлениям [2], для сфокусированного слабоискаженного ($\xi \geq 1$) лазерного пучка качество ОВФ хуже, чем в предельных случаях идеального гауссова пучка ($\xi = 1$) и пучка с заметными искажениями ($\xi \gg 1$, но $\xi \leq 10^3$ для дискриминации необращенных шумов).

Экспериментальные же результаты находились в противоречии друг с другом и с выводами теории, что отмечено в работе [10]. Это не удивительно, если учесть, что ξ не является единственным определяющим параметром в реальном эксперименте. Действительно, качество ОВФ зависит от характера искажений пучка накачки, уровня насыщения ВРМБ (коэффициента отражения ВРМБ-зеркала), влияния нестационарности процесса, степени депolarизации излучения накачки, проявления паразитных нелинейных процессов (самовоздействия пучка накачки и оптического пробоя) и т. д. Свою лепту в эти противоречия может вносить и не решенная до сих пор проблема точного измерения коэффициента ОВФ, особенно актуальная для $\xi > 1$.

Теория ОВФ при ВРМБ [2] была разработана в приближении стационарного линейного ВРМБ, т. е. для околороговых условий, тогда как в экспериментах насыщение ВРМБ в какой-то мере всегда проявляется. Более того, желательно достигать режима глубокого насыщения ВРМБ-зеркала, чтобы обеспечить существенное отражение излучения. Исследование процесса ОВФ при ВРМБ в условиях, близких к реальным, возможно методом численного моделирования. В последнее время были созданы численные модели и компьютерные программы для расчета ВРМБ в случае узкополосной [11–13] и широкополосной [14] накачки. Они позволяют моделировать сложные ВРМБ-зеркала, используемые в эксперименте [11, 15, 16] и оптимизировать лазерные системы с ОВФ при ВРМБ [12, 17, 18]. В существующих численных моделях возможен учет трехмерности среды, гиперзвукового шума в объеме среды, дифракции, переходных процессов, связанных с конечным временем релаксации гиперзвука, насыщения ВРМБ, оптических неоднородностей и самовоздействия излучения в ВРМБ-среде – т. е. основных известных эффектов, сопровождающих ВРМБ. Новые расчетные модели, кроме решения практических задач, помогают не только проверять теоретические положения и гипотезы, сформулированные на ранней ста-

В.А.Богачев, Г.Г.Кочемасов, Ф.А.Стариков. Российский федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ, Россия, Нижегородская обл., 607190 Саров, просп. Мира, 37; e-mail: fstar@rol.ru

дии работ по ОВФ при ВРМБ [11, 13, 19, 20], но и находить новые особенности ОВФ (например, интересные явления при ВРМБ сфокусированных вихревых лазерных пучков [21, 22]).

Целью настоящей работы является расчетно-теоретическое исследование коэффициента ОВФ при ВРМБ сфокусированного лазерного пучка накачки с частично-когерентным волновым фронтом в зависимости от превышения его угловой расходимостью дифракционного предела в околопороговых условиях и при влиянии насыщения ВРМБ.

2. Постановка численного эксперимента

Расчеты проводились с помощью модели, описывающей процесс нестационарного ВРМБ в трехмерной среде [11, 14] без учета эффектов самовоздействия. ВРМБ описывается системой уравнений

$$\frac{n_0}{c} \frac{\partial A_L}{\partial t} + \frac{\partial A_L}{\partial z} - \frac{1}{2ik} \nabla_{\perp}^2 A_L = -\frac{i}{2} p A_S, \quad (1)$$

$$\frac{n_0}{c} \frac{\partial A_S}{\partial t} - \frac{\partial A_S}{\partial z} - \frac{1}{2ik} \nabla_{\perp}^2 A_S = -\frac{i}{2} p^* A_L, \quad (2)$$

$$\frac{1}{2i\Omega} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} + \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{p}{\tau} = -\frac{ig}{\tau} A_L A_S^* + S, \quad (3)$$

где A_L , A_S и p – медленно меняющиеся комплексные амплитуды лазерного, стоксова и гиперзвукового полей соответственно; g – коэффициент усиления ВРМБ; τ и Ω – время затухания и частота гиперзвука соответственно; ω_0 – частота лазерного излучения; n_0 – средний показатель преломления; $k = n_0 \omega_0 / c$; S – флуктуационная сила Ланжевена (источник гиперзвукового шума в объеме среды); ∇_{\perp}^2 – лапласиан по поперечной координате \mathbf{r} ; z – продольная координата. В системе уравнений (1)–(3) амплитуды полей излучения нормированы так, что плотности потоков лазерного и стоксова излучений равны $|A_L|^2$ и $|A_S|^2$ соответственно. В случае, когда время когерентности накачки существенно больше периода гиперзвука, второй производной в (3) можно пренебречь. Источник гиперзвукового шума в (3) дельта-коррелирован во времени:

$$\langle S(\mathbf{r}_1, z_1, t_1) S^*(\mathbf{r}_2, z_2, t_2) \rangle = B_p(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2, z_1 - z_2) \delta(t_1 - t_2), \quad (4)$$

где B_p – пространственная корреляционная функция источника шума.

Для решения системы уравнений (1)–(3) необходимо знать средние и корреляционные характеристики гиперзвукового шума, которые должны быть согласованы с наблюдающимися в экспериментах величинами. Связь начальной амплитуды гиперзвука p_0 и мощности источника шума должна быть такой, чтобы в отсутствие излучения в ВРМБ-среде поддерживался средний гиперзвуковой шумовой фон, постоянный во времени. Это обеспечивается выполнением соотношений

$$\langle p_0(\mathbf{r}_1, z_1) p_0^*(\mathbf{r}_2, z_2) \rangle = 4\kappa F_p(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \delta(z_1 - z_2), \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \langle S(\mathbf{r}_1, z_1, t_1) S^*(\mathbf{r}_2, z_2, t_2) \rangle \\ = (2/\tau) \langle p_0(\mathbf{r}_1, z_1) p_0^*(\mathbf{r}_2, z_2) \rangle \delta(t_1 - t_2), \end{aligned} \quad (6)$$

где κ – коэффициент спонтанного рассеяния лазерного излучения (в $\text{см}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$); $F_p(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$ – безразмерная поперечная корреляционная функция, которая дает единичную осевую яркость стоксова излучения, полученного в результате спонтанного рассеяния. Коэффициент κ берется из экспериментальных данных или оценивается теоретически (для газообразной среды $\kappa = 4\pi^2(n_0 - 1)^2 \times (\lambda_0^4 N_0)^{-1}$, где N_0 – концентрация молекул газа, $\lambda_0 = 2\pi c / \omega_0$).

Адаптация условий (5), (6) к конкретной численной схеме дает

$$\langle p_0(\mathbf{r}_1, z_1) p_0^*(\mathbf{r}_2, z_2) \rangle = 4\kappa F_p(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \delta_{z_1 z_2} / \Delta z, \quad (7)$$

$$\langle S(\mathbf{r}_1, z_1, t_1) S^*(\mathbf{r}_2, z_2, t_2) \rangle = \langle p_0(\mathbf{r}_1, z_1) p_0^*(\mathbf{r}_2, z_2) \rangle \beta \delta_{t_1 t_2}, \quad (8)$$

где $\beta = [2/(\tau \Delta t)](1 - \alpha + \alpha^2/2 - \alpha^3/8)/(1 - \alpha/2)^2$; $\alpha = \Delta t / \tau$; Δz и Δt – продольный и временной шаги; $\delta_{z_1 z_2}$ и $\delta_{t_1 t_2}$ – символы Кронекера.

Процедура нахождения случайного распределения (реализации) начальной амплитуды гиперзвука $p_0(\mathbf{r}, z)$ по ее корреляционной функции $\langle p_0(\mathbf{r}_1, z) p_0^*(\mathbf{r}_2, z) \rangle$ сводится к нахождению случайной функции f_p по функции корреляции $F_p(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$ [23].

В расчетах рассматривалась ВРМБ-зеркало, в котором лазерное излучение фокусируется линзой в объемную ВРМБ-кювету, не отражаясь от ее боковой поверхности. Распределение лазерного поля на линзе является случайной реализацией поля с гауссовой корреляционной функцией вида

$$\langle A_L(\mathbf{r}_1, z) A_L^*(\mathbf{r}_2, z) \rangle = J_0 \exp\left(-2 \frac{\rho^2}{a^2} - \frac{\mathbf{r}'^2}{l_c^2}\right), \quad (9)$$

где $\rho = (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)/2$; $\mathbf{r}' = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$; J_0 – осевая плотность потока излучения в плоскости фокусирующей линзы; l_c – радиус корреляции излучения в плоскости линзы (линза располагается на входе кюветы); a – радиус лазерного пучка. Отношение угловой расходимости излучения к дифракционному пределу характеризуется числом $\xi = \sqrt{2}a/l_c$, которое представляет собой среднее число неоднородностей вдоль линии, лежащей в поперечном сечении пучка и пересекающей оптическую ось. Подобное распределение поля формируется после прохождения идеального гауссова лазерного пучка через случайную фазовую пластину с гауссовой статистикой неоднородностей поверхности [1–4].

На рис.1 представлены случайные реализации распределения интенсивности лазерного пучка накачки с длиной волны $\lambda = 0.53$ мкм, полученные на основе корреляционной функции (9) при радиусе пучка $a = 0.15$ см и параметре $\xi = 1, 2, 5, 10$. При малом превышении расходимостью дифракционного предела (рис.1,б) распределение интенсивности существенно меняется от реализации к реализации, а когда ξ заметно превышает единицу, то пучок от реализации к реализации качественно не меняется и имеет ярко выраженную спекл-структуру со 100 %-ной модуляцией интенсивности (рис.1,з).

В расчетах использовались следующие параметры ВРМБ-среды: длина кюветы $L = 80$ см, $g = 23$ см/ГВт, $\tau = 5$ нс, что соответствует сжатому Хе при давлении около 30 атм [11]. Лазерное излучение фокусируется в кювету с помощью линзы с фокусным расстоянием $F = 50$ см. Длина перетяжки пучка существенно меньше длины ВРМБ-кюветы для указанных выше величин ξ .

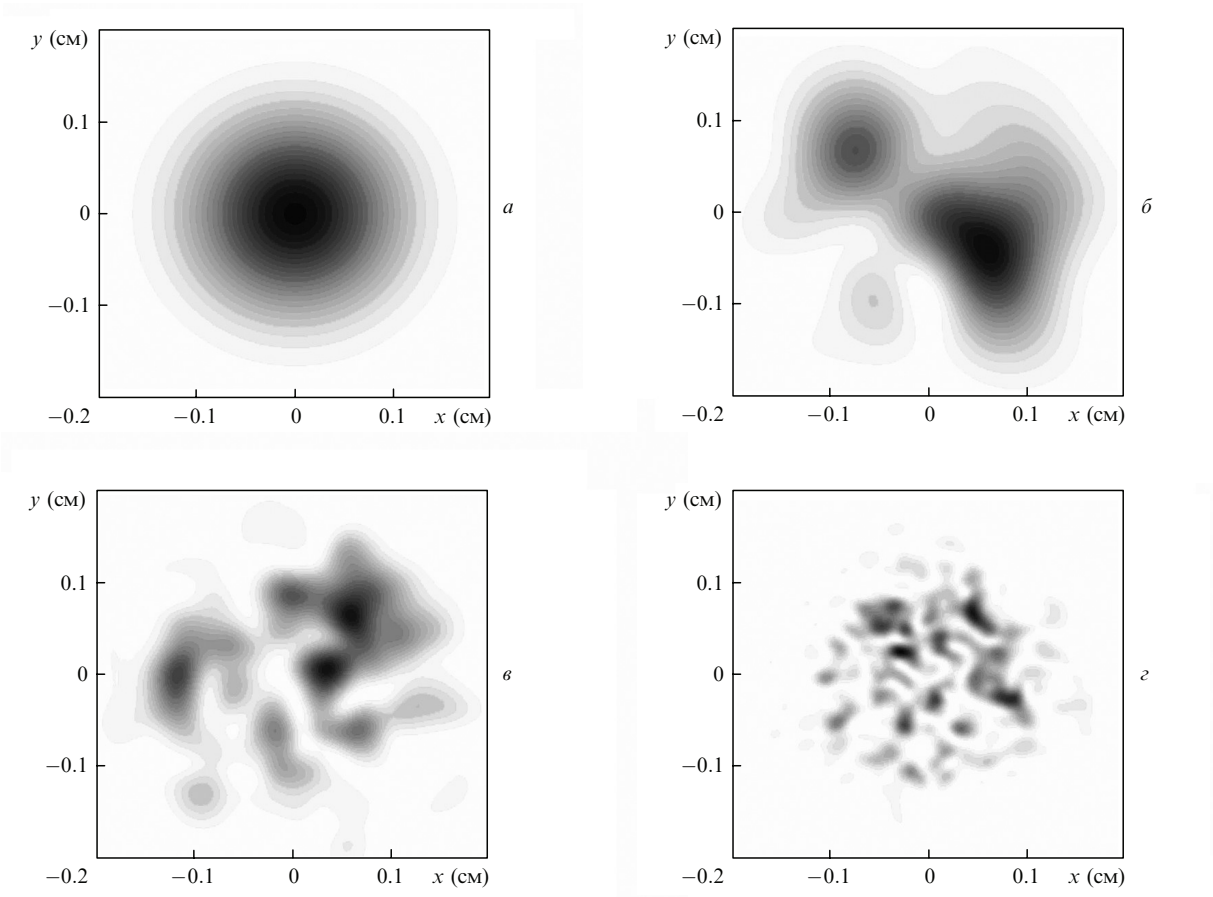


Рис.1. Поперечные распределения интенсивности лазерного излучения на входе кюветы в случае идеального гауссова пучка ($\xi = 1$) (а) и их одиночные реализации при $\xi = 2$ (б), 5 (е), 10 (z).

3. Результаты расчетов

Расчеты ВРМБ и ОВФ проводились при изменении входной мощности лазерного пучка от околопороговой мощности возбуждения ВРМБ до мощности, соответствующей достижению режима его глубокого насыщения, когда в стоксову компоненту перекачивается подавляющая часть энергии накачки. Поскольку основное внимание в работе уделяется влиянию пространственной неоднородности интенсивности лазерного излучения на качество ОВФ, то для исключения влияния нестационарности на результаты расчетов рассматривалась стационарная накачка (9).

Влияние насыщения усиления на качество ОВФ рассмотрим на примере расчетов, выполненных для $\xi = 5$. На рис.2,а показаны типичные зависимости от времени мощности лазерного излучения на входе ($z = 0$) и выходе ($z = L$) ВРМБ-кюветы и мощности стоксова излучения на ее входе. На рис.2,б демонстрируется динамика коэффициента ОВФ (нормированного интеграла перекрытия) на входе кюветы [2]

$$h(z, t) = \frac{\left| \iint A_L(\mathbf{r}, z, t) A_S(\mathbf{r}, z, t) d\mathbf{r} \right|^2}{\iint |A_L(\mathbf{r}, z, t)|^2 d\mathbf{r} \iint |A_S(\mathbf{r}, z, t)|^2 d\mathbf{r}} \quad (10)$$

Мощности лазерного пучка на выходе кюветы и стоксова пучка на ее входе, а также коэффициент ОВФ за время (10–20) τ достигают стационарных значений (мы будем

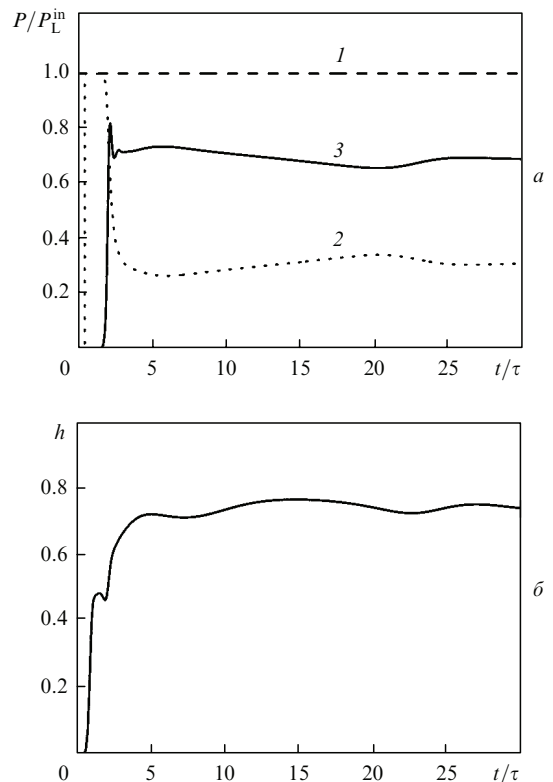


Рис.2. Динамика мощности лазерного излучения P на входе (1) и выходе (2) кюветы и мощности стоксова излучения на ее входе (3) (а), а также динамика коэффициента ОВФ h при $\xi = 5$ и $R = 70\%$ (б).

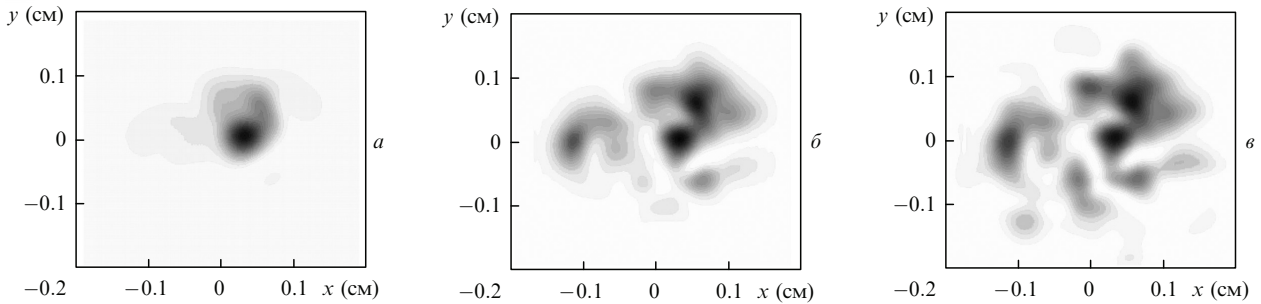


Рис.3. Поперечные распределения интенсивности стоковского пучка при $R = 3\%$, $h = 45\%$ (а), $R = 63\%$, $h = 68\%$ (б), $R = 94\%$, $h = 88\%$ (в) и $\xi = 5$.

игнорировать более редкие и глубокие флуктуации мощности и коэффициента ОВФ, связанные со случайной природой источника гиперзвука и сопровождающиеся перестройкой гиперзвуковой решетки в среде и формированием отраженного сигнала в виде пиков [11]). Ниже приводятся именно установившиеся значения коэффициента h (10). Коэффициент отражения лазерного излучения определялся как $R = P_S^{\text{in}}/P_L^{\text{in}}$, где P_L^{in} и P_S^{in} – мощность лазерного излучения и установившаяся мощность стоковского излучения на входе кюветы. В расчетах контролировалось выполнение закона сохранения энергии: входная энергия лазерного излучения равна сумме энергии излучения, прошедшего сквозь кювету, и энергии стоковой компоненты (с точностью до энергии гиперзвуковой волны, которая пренебрежимо мала).

На рис.3 приведены поперечные распределения интенсивности стокового излучения на входе среды при различных уровнях накачки (распределение интенсивности накачки показано на рис.1,в) в те моменты времени, когда ВРМБ выходило на стационарный режим. Из рис.3,а видно, что в околопороговом режиме ВРМБ, когда $R \approx 3\%$, качество ОВФ низкое ($h = 45\%$). Кроме того, на рис.3,а ярко проявляется характерный для линейного ВРМБ эффект «змеечных» искажений [2], т.е. «затягивания» стокового излучения в наиболее яркие спеклы излучения накачки. Это приводит к тому, что в отраженном спекл-пучке воспроизводятся только эти яркие пятна пучка накачки. С увеличением доли отраженного излучения на ОВФ начинает влиять процесс насыщения, который приводит к сглаживанию неоднородностей огибающей коэффициента усиления и тем самым к росту коэффициента ОВФ. Из рис.3,б видно, что даже при достаточно высоком насыщении ВРМБ ($R = 63\%$) качество ОВФ продолжает оставаться довольно низким ($h = 68\%$). И лишь при $R > 90\%$ коэффициент h также приближается к 90% и пучки лазерного и стокового излучения становятся похожими друг на друга визуально (ср. рис.3,в и рис.1,в).

На рис.4 приведены зависимости коэффициентов отражения и ОВФ от мощности накачки на входе кюветы при различных ξ , включая $\xi = 1$ [11]. Для каждого $\xi > 1$ приводится результат расчета для одной реализации поля накачки. Видно, что чем больше расходимость излучения накачки, тем больше пороговая мощность ВРМБ (рис.4,а) и тем хуже качество ОВФ (рис.4,б). Более низкое качество ОВФ в случае лазерного пучка, содержащего спекл-структуру, по сравнению со случаем $\xi = 1$ в околопороговых условиях можно объяснить тем, что стоково излучение в разных спеклах накачки в перетяжке пучка усиливается независимо, т.е. отсутствует взаимная фазировка образующихся спеклов стокова

пучка. Заметное дифракционное перемешивание угловых компонент стокова излучения происходит лишь за пределами перетяжки, по мере приближения к входному окну кюветы, но здесь усиление стокова излучения мало по сравнению с усилением в перетяжке. Другими словами, в области, где происходит основное усиление стокова излучения, отсутствует взаимная фазировка его угловых компонент, а в области, где их фазировка происходит, отсутствует заметное усиление. И лишь насыщение ВРМБ приводит к увеличению усиления в области входного окна кюветы и эффективности такой фазировки.

На рис.5 показаны зависимости коэффициента отражения от коэффициента отражения лазерного пучка $h(R)$, полученные при различных реализациях пучка накачки для $\xi = 2$ и 10 . Видно, что разброс значений h уменьшается с ростом ξ , что связано с повышением степени статистической однородности пучка накачки. На рис.6 даны зависимости $\langle h(R) \rangle$ при различных ξ , усредненные по пяти реализациям пучка накачки. Как и для идеального гауссова пучка [11], для спекл-пучка наблюдается рост $\langle h \rangle$ при увеличении R . Однако при одном и том же коэффи-

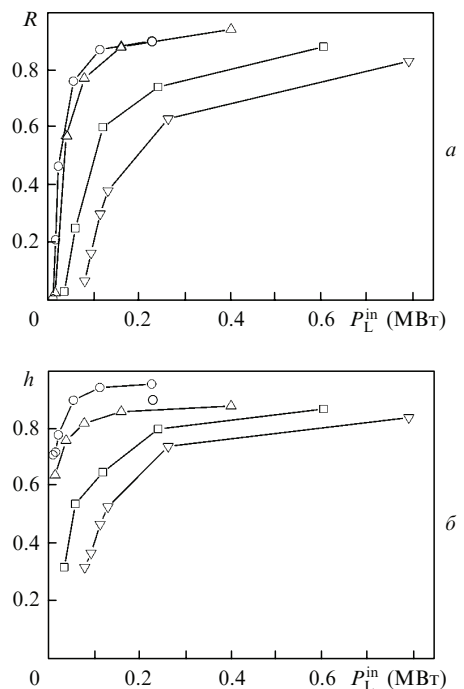


Рис.4. Зависимости коэффициента отражения R (а) и коэффициента ОВФ h (б) лазерного излучения от мощности накачки P_L^{in} при $\xi = 1$ (○), 2 (△), 5 (□) и 10 (▽).

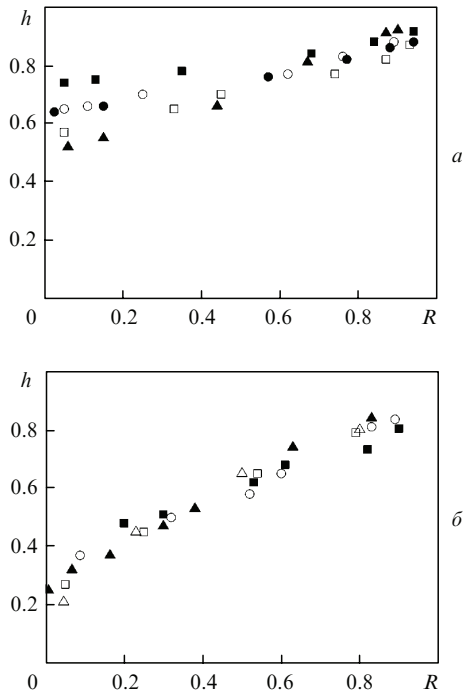


Рис.5. Зависимости коэффициента обращения h от коэффициента отражения лазерного излучения R для $\xi = 2$ (а) и 10 (б) при различных реализациях пучка накачки, содержащего спекл-структуры.

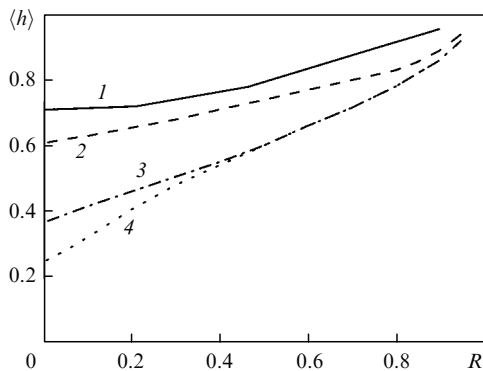


Рис.6. Зависимости среднего коэффициента ОВФ $\langle h \rangle$ от коэффициента отражения лазерного излучения R при $\xi = 1$ (1), 2 (2), 5 (3) и 10 (4).

енте отражения лазерного излучения качество ОВФ снижается с ростом ξ . Это снижение особенно существенно в околопороговых условиях, и имеет монотонный характер, без особенностей при малых значениях ξ . Полученные результаты согласуются с данными экспериментов [10], в которых монотонное снижение качества ОВФ было зарегистрировано при росте аббераций пучка накачки (и соответствующем снижении R) в случае глубокого насыщения ВРМБ. Если при $\xi = 1$ высокое качество ОВФ ($h > 90\%$) достигается при $R > 80\%$, то при $\xi = 10$ для его обеспечения требуется $R > 90\% - 95\%$.

Расчеты при дальнейшем увеличении ξ требуют существенных затрат компьютерного времени, поэтому они были проведены в рамках линейной стационарной модели ВРМБ в двумерном и трехмерном приближениях. Инкремент усиления стоксова излучения в расчетах брался равным ~ 25 , что характерно для линейного ВРМБ [2]. На рис.7 показаны зависимости $\langle h(\xi) \rangle$, полученные при длине ВРМБ-среды, превышающей длину перетяжки пучка в несколько раз, и являющиеся результатом усред-

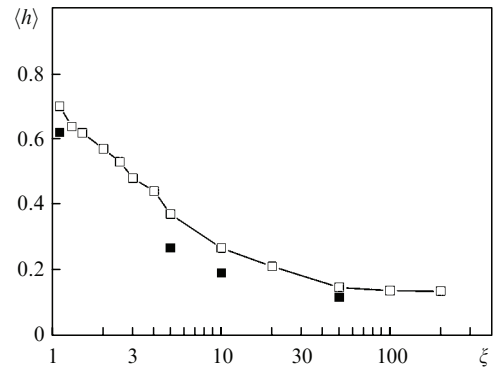


Рис.7. Зависимости среднего коэффициента ОВФ $\langle h \rangle$ от ξ для двумерной (□) и трехмерной (■) моделей среды при линейном стационарном ВРМБ.

нения по статистическим ансамблям реализаций пучка накачки и шумового стоксова излучения. Видно, что значения $\langle h \rangle$ в двумерном случае служат оценкой сверху для значений, полученных в трехмерных расчетах. При $\xi = 1 - 10$ результаты хорошо согласуются с данными, полученными с использованием полной модели ВРМБ в околопороговых условиях (см. рис.6). При увеличении ξ до 100–200 величина $\langle h \rangle$ монотонно снижается до 15%, но при росте насыщения ВРМБ она будет расти.

Таким образом, увеличение расходимости лазерного излучения накачки приводит как к повышению порога ВРМБ, так и к ухудшению качества ОВФ сфокусированного пучка. Оно целесообразно только в связи с опасностью развития конкурирующих нелинейных оптических процессов в ВРМБ-среде (стрикционная самофокусировка, тепловая самодефокусировка, оптический пробой), которые могут проявиться при больших коэффициентах отражения и привести к срыву процесса ВРМБ. Для получения высокого качества ОВФ мощного лазерного излучения не только при больших, но и при малых и умеренных коэффициентах отражения нужно использовать ВРМБ-зеркала более сложной конфигурации [11, 15–17].

4. Заключение

В настоящей работе проведено расчетно-теоретическое исследование зависимости качества ОВФ при ВРМБ сфокусированного лазерного пучка накачки, содержащего спекл-структуры, от превышения ξ его расходимостью дифракционного предела. С использованием трехмерной нестационарной модели ВРМБ [11] получены зависимости коэффициента отражения R и коэффициента ОВФ h лазерного излучения от мощности накачки при различных ξ . Установлено, что при заданном коэффициенте отражения лазерного излучения качество ОВФ монотонно снижается с ростом расходимости пучка накачки. Качество ОВФ пучка при фиксированной расходимости растет с увеличением коэффициента отражения. Показано, что близкое к идеальному качество ОВФ ($h > 90\%$) сфокусированного пучка, содержащего спекл-структуры, достигается при глубоком насыщении ($R > 90\% - 95\%$), когда существует риск развития конкурирующих паразитных нелинейных процессов в ВРМБ-среде. Этот риск может быть снижен путем добавления случайной фазовой пластины в схему ВРМБ-зеркала и увеличения расходимости пучка накачки, но ценой снижения коэффициента ОВФ.

1. Зельдович Б.Я., Поповичев В.И., Рагульский В.В., Файзуллов Ф.С. *Письма в ЖЭТФ*, **15**, 160 (1972).
2. Зельдович Б.Я., Пилипецкий Н.Ф., Шкунов В.В. *Обращение волнового фронта* (М.: Наука, 1985).
3. Беспалов В.И., Пасманик Г.А. *Нелинейная оптика и адаптивные лазерные системы* (М.: Наука, 1985).
4. Рагульский В.В. *Обращение волнового фронта при вынужденном рассеянии света* (М.: Наука, 1990).
5. Блашук В.Н., Зельдович Б.Я., Мельников Н.А. и др. *Письма в ЖТФ*, **3**, 211 (1977).
6. Беспалов В.И., Бегин А.А., Пасманик Г.А. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **20**, 791 (1977).
7. Басов Н.Г., Ефимков В.Ф., Зубарев И.Г. и др. *Квантовая электроника*, **6**, 765 (1979).
8. Крыжановский В.И., Серебряков В.А., Яшин В.Е. *ЖТФ*, **52**, 1356 (1983).
9. Бегин А.А., Васильев А.Ф., Кулагин О.В., Манишин В.Г., Яшин В.Е. *ЖЭТФ*, **89**, 817 (1985).
10. Schelonka L.P., Clayton C.M. *Opt. Lett.*, **13**, 42 (1988).
11. Starikov F.A., Dolgoplov Yu.V., Kochemasov G.G., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3930**, 12 (2000).
12. Туморин В.В., Шкловский Е.И. *Квантовая электроника*, **31**, 203 (2001).
13. Afshaarvahid S., Munch J. *J. Nonlinear Opt. Physics Mat.*, **10**, 1 (2001).
14. Kochemasov G.G., Starikov F.A., Ladagin V.K., Eroshenko V.A. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3929**, 312 (2000).
15. Starikov F.A., Dolgoplov Yu.V., Kovaldov S.A., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4353**, 202 (2001).
16. Стариков Ф.А., Долгополов Ю.В., Ковалдов С.А. и др. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **65**, 935 (2001).
17. Starikov F.A., Dolgoplov Yu.V., Dudov A.M., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5137**, 165 (2003).
18. Starikov F.A., Dolgoplov Yu.V., Dudov A.M., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5777**, 307 (2005).
19. Afshaarvahid S., Heuer A., Menzel R., Munch J. *Phys. Rev. A*, **64**, 043803 (2001).
20. Starikov F.A., Shkrebko A.O. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5481**, 1 (2004).
21. Starikov F.A., Kochemasov G.G. *Opt. Commun.*, **193**, 207 (2001); *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4403**, 217 (2001).
22. Starikov F.A., Dolgoplov Yu.V., Kopalkin A.V., et al. *J. Phys. IV*, **133**, 683 (2006).
23. Кандидов В.П. *УФН*, **166**, 1309 (1996).