

Моделирование ОВФ лазерного излучения при нестационарном ВРМБ

В.А.Богачев, Н.В.Маслов, Ф.А.Стариков

Представлены результаты трехмерного моделирования ОВФ при вынужденном рассеянии Мандельштама–Бриллюэна сфокусированного лазерного пучка в нестационарном режиме. Показано, что при глубокой фокусировке лазерного излучения в ВРМБ-кювету качество ОВФ с увеличением лазерной мощности и коэффициента отражения снижается, что согласуется с экспериментальными наблюдениями. В расчетах детально исследован процесс формирования стокового излучения и объяснены причины снижения качества ОВФ, а также предложен способ его улучшения.

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

1. Введение

Изучение эффекта обращения волнового фронта при вынужденном рассеянии Мандельштама–Бриллюэна лазерного излучения имеет богатую историю [1–4] и до сих пор привлекает внимание исследователей (см. обзор [5]). Одной из изучаемых проблем в этой области является ВРМБ в нестационарном режиме, когда длительность импульса накачки сравнима или меньше времени τ релаксации гиперзвуковых колебаний в ВРМБ-среде. В большинстве проведенных исследований, начиная с работ [6–8], основное внимание уделялось определению порога нестационарного ВРМБ и степени сжатия отраженного импульса, а качество ОВФ исследовалось мало. Вместе с тем вопрос о качестве ОВФ при нестационарном ВРМБ представляет интерес как с фундаментальной точки зрения, так и для ряда приложений, в которых необходимо обрабатывать волновой фронт импульсов наносекундной длительности и даже более коротких (см., напр., [9]).

При квазистационарном ВРМБ, когда длительность импульса (или время когерентности) накачки значительно превышает τ , качество ОВФ сфокусированного лазерного пучка монотонно снижается с увеличением угловой расходимости излучения накачки при фиксированном коэффициенте отражения, а при фиксированной расходимости монотонно растет с ростом мощности (энергии) пучка накачки. Этот факт, упорядочивший и подытоживший результаты экспериментальных исследований, был продемонстрирован в недавних расчетах [10] с помощью численной модели [11], которая позволяет описать ОВФ при ВРМБ в ситуациях, близких к реальным. В модели возможен учет трехмерности среды, гиперзвукового шума в объеме среды, дифракции, переходных процессов, свя-

занных с конечным временем релаксации гиперзвука, насыщения ВРМБ, рефракции, линейных потерь и самовоздействия излучения в ВРМБ-среде, т.е. основных известных механизмов, сопровождающих процесс ВРМБ.

Однако, как было экспериментально обнаружено еще в ранней работе [12], зависимость качества ОВФ от лазерной мощности (энергии), характерная для квазистационарного ВРМБ, меняется на противоположную при нестационарном ВРМБ. Эксперименты [12] показали, что в нестационарных условиях качество ОВФ монотонно снижается с ростом энергии накачки, а диапазон энергий, при которых происходит эффективное ОВФ, мал и уменьшается с укорачиванием импульса. Целью настоящей работы является изучение причин ухудшения качества ОВФ с ростом энергии накачки при нестационарном ВРМБ с помощью расчетной методики [11], которая дает полную пространственно-временную картину ВРМБ и позволяет проследить за формированием и распространением стокового пучка в ВРМБ-среде. Это облегчает анализ результатов, полученных в ходе расчетов, и позволяет объяснить данные экспериментов.

2. Основные положения расчетов

Расчеты проводились с помощью расчетной модели и программы, описывающей процесс нестационарного ВРМБ в трехмерной среде [11] без учета паразитных эффектов самовоздействия. ВРМБ описывается следующей системой уравнений:

$$\frac{n_0}{c} \frac{\partial A_{\text{las}}}{\partial t} + \frac{\partial A_{\text{las}}}{\partial z} + \frac{i}{2k} \nabla_{\perp}^2 A_{\text{las}} = -\frac{i}{2} p A_s, \quad (1)$$

$$\frac{n_0}{c} \frac{\partial A_s}{\partial t} - \frac{\partial A_s}{\partial z} + \frac{i}{2k} \nabla_{\perp}^2 A_s = -\frac{i}{2} p^* A_{\text{las}}, \quad (2)$$

$$\frac{1}{2i\Omega} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} + \left(1 + \frac{1}{i\Omega\tau}\right) \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{p}{\tau} = -i \frac{g}{\tau} A_{\text{las}} A_s^* + S, \quad (3)$$

где A_{las} , A_s и p – медленно меняющиеся комплексные амплитуды лазерного, стокового и гиперзвукового полей

В.А.Богачев, Н.В.Маслов, Ф.А.Стариков. Российский федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ, Россия, Нижегородская обл., 607190 Саров, просп. Мира, 37; e-mail: bogachev.v@mail.ru, nikluir@gmail.com, fstar@mail.ru

Поступила в редакцию 21 декабря 2009 г., после доработки – 10 февраля 2010 г.

соответственно; g – коэффициент усиления ВРМБ; n_0 – средний показатель преломления; $k = n_0\omega_0/c$ – волновое число; ω_0 – частота лазерного излучения накачки; Ω – частота гиперзвука; 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 $J_{\text{las}} = |A_{\text{las}}|^2$, $J_s = |A_s|^2$.

Для решения системы уравнений (1)–(3) необходимо знать средние и корреляционные характеристики гиперзвукового шума, которые должны быть согласованы с наблюдаемыми величинами. Уравнение (3) должно решаться с такими случайными начальными условиями для p_0 и \dot{p}_0 , чтобы в отсутствие излучения в среде средний уровень флуктуаций амплитуды гиперзвука и их время корреляции в каждой точке пространства оставались постоянными во времени. Необходимые условия удовлетворяют следующим соотношениям:

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

$$\langle \dot{p}_0(\mathbf{r}_1, z_1) \dot{p}_0^*(\mathbf{r}_2, z_2) \rangle = 4\kappa \Omega^2 F_s(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \delta(z_1 - z_2), \quad (5)$$

$$\langle p_0(\mathbf{r}_1, z_1) \dot{p}_0^*(\mathbf{r}_2, z_2) \rangle = 0, \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \langle S(\mathbf{r}_1, z_1, t_1) S^*(\mathbf{r}_2, z_2, t_2) \rangle \\ = (2/\tau) \langle p_0(\mathbf{r}_1, z_1) p_0^*(\mathbf{r}_2, z_2) \rangle \delta(t_1 - t_2), \end{aligned} \quad (7)$$

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

В расчетах исследовалось ОВФ лазерного импульсно-го излучения со следующими параметрами: длина волны $\lambda = 1.06$ мкм, длительность гауссова импульса $\tau_p = 3$ нс, радиус гауссова пучка $a = 0.16$ см. В качестве рассеивающей среды рассматривался жидкий фреон C_8F_{18} , для которого $g = 6.5$ см/ГВт, $\tau = 1$ нс, $\Omega = 8.5$ ГГц [13]. Период гиперзвуковых колебаний $T = 2\pi/\Omega = 0.74$ нс, поэтому $\tau_p \sim \tau > T$, т.е. ВРМБ идет в существенно нестационарном режиме. В этом случае первым членом в левой части уравнения (3) пренебречь нельзя, в отличие от [10], где был рассмотрен случай $\tau_p \gg \tau$.

Лазерное излучение фокусировалось в кювету длиной 150 см с помощью линзы с фокусным расстоянием $F = 100$ см. Линза располагалась вплотную к окну ВРМБ-кюветы ($z = 0$). Таким образом, в рассматриваемом случае перетяжка пучка накачки глубоко погружена в рассеивающую среду и, кроме того, ее длина $z_0 \approx 4$ см существенно меньше длины ВРМБ-среды.

Пространственная структура поля накачки на входе кюветы не изменялась во времени, поэтому качество ОВФ характеризовалось коэффициентом обращения [2]

$$h(z, t) = \frac{\left| \iint A_{\text{las}}(\mathbf{r}, z, t) A_s(\mathbf{r}, z, t) d\mathbf{r} \right|^2}{\iint |A_{\text{las}}(\mathbf{r}, z, t)|^2 d\mathbf{r} \iint |A_s(\mathbf{r}, z, t)|^2 d\mathbf{r}}. \quad (8)$$

Интегралы в (8) вычислялись при $z = 0$ (на входном окне кюветы). Среднее значение коэффициента обращения за время импульса определялось по формуле

$$\langle h \rangle = \int h(0, t) P_s(t) dt / \int P_s(t) dt, \quad (9)$$

где P_s – мощность стоксова излучения. Коэффициент отражения лазерного излучения определялся как $R = E_s/E_{\text{las}}$, где E_{las} и E_s – энергия лазерного и стоксова излучения на входе кюветы.

3. Результаты расчетов и их обсуждение

В экспериментах [12] было обнаружено, что в нестационарных условиях качество ОВФ монотонно снижается с ростом коэффициента обращения. На рис.1,а представлена типичная экспериментальная зависимость параметра воспроизведения E_φ/E_s и коэффициента отражения R лазерного излучения с расходимостью, близкой к дифракционной, от энергии накачки E_{las} из работы [12]. Параметр воспроизведения E_φ/E_s в [12] представлял собой отношение энергии в дифракционном угле E_φ к полной энергии пучка E_s после отражения и характеризовал качество ОВФ. На рис.1,б представлена аналогичная зависимость, полученная в наших расчетах. Качество ОВФ в расчетах характеризовалось интегральным коэффициентом обращения $\langle h \rangle$ (9), с которым коррелирует параметр воспроизведения E_φ/E_s из [12]. Из рис.1,б видна основная закономерность: чем больше энергия накачки и коэффициент отражения лазерного излучения, тем хуже качество

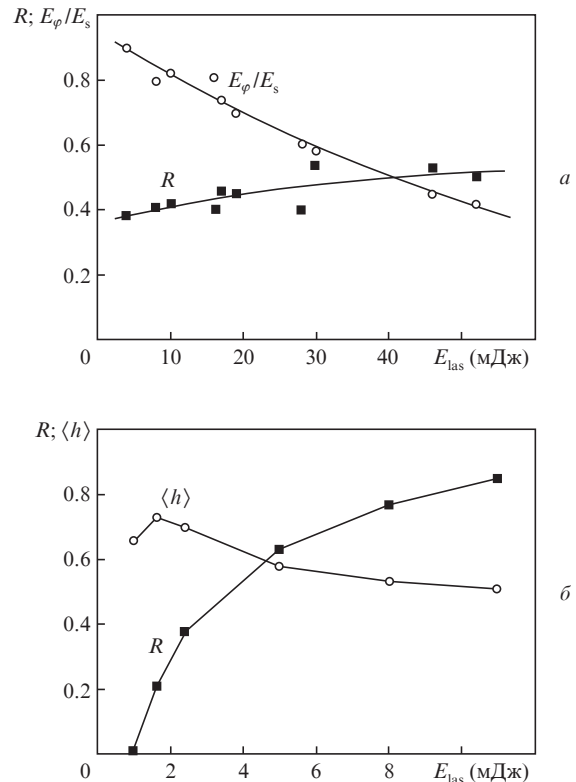


Рис.1. Характерная экспериментальная зависимость параметра воспроизведения E_φ/E_s и коэффициента отражения R от энергии накачки из работы [12] (а) и расчетная зависимость интегрального коэффициента обращения $\langle h \rangle$ и коэффициента отражения R от энергии накачки (б).

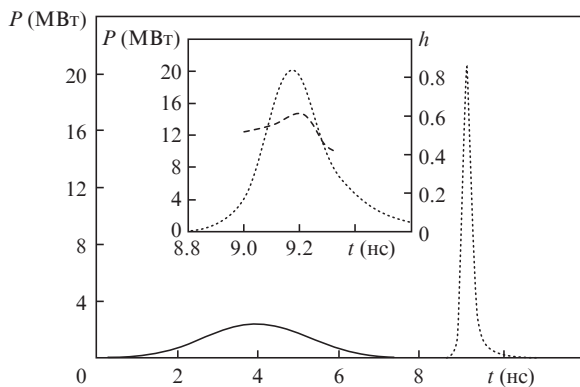


Рис.2. Динамика мощности лазерного (сплошная кривая) и стоксова (пунктир) пучков; на врезке показана также временная зависимость коэффициента обращения (штриховая кривая) на входе ВРМБ-среды.

ОВФ. Таким образом, результаты наших расчетов качественно согласуются с данными экспериментов. Чтобы выяснить, из-за чего происходит ухудшение качества ОВФ с ростом лазерной энергии в данной задаче, рассмотрим характерный случай, когда $E_{las} = 8$ мДж, $\langle h \rangle = 0.55$.

На рис.2 показана динамика излучений на входе кюветы в случае $E_{las} = 8$ мДж. При ВРМБ происходит компрессия лазерного излучения – длительность отраженного излучения становится в 15 раз меньше длительности импульса накачки, а пиковая мощность в несколько раз больше максимальной мощности лазерного излучения накачки. Представлена также динамика мгновенного коэффициента обращения h на протяжении стоксова импульса. Видно, что качество ОВФ незначительно растет на переднем фронте стоксова импульса и снижается на его заднем фронте. Картины интенсивности лазерного и отраженного стоксова излучений на входном окне ВРМБ-кюветы, наглядно демонстрирующие снижение качества ОВФ, приведены на рис.3. На переднем фронте импульса стоксов пучок уже пучка накачки (ср. рис.3,б и а), а на заднем фронте, напротив, шире и при этом имеет форму

тора (рис.3,в). На рис.3,г представлено интегральное по времени распределение плотности энергии стоксова пучка, характеризующееся ярким и относительно узким приосевым керном и крылом с более медленным спадом плотности энергии. Таким образом, профиль стоксова пучка не похож на профиль пучка накачки, что подтверждается относительно низким интегральным коэффициентом обращения ($\langle h \rangle = 0.55$).

Для того чтобы объяснить картины, представленные на рис.3, рассмотрим процесс формирования стоксова излучения внутри кюветы более подробно. На рис.4 показана деформация поперечной структуры пучка накачки в районе перетяжки ($z = 90$ см). Процесс формирования стоксова излучения в этом случае можно объяснить следующим образом. Импульс лазерного излучения достаточно короткий, поэтому все стоксово излучение формируется, в основном, в области перетяжки пучка накачки. Так как общее превышение энергии над порогом большое ($R \approx 0.8$), то вначале должно происходить резкое нарастание амплитуды стоксова излучения. При этом усиление на переднем фронте стоксова пучка идет в линейном режиме в условиях пока еще «неистощенной» накачки (рис.4,а), стоксово пятно (рис.4,в) похоже на лазерное (хотя и более узкое в силу линейности усиления) и коэффициент обращения растет незначительно (см. рис.3). Усиление в линейном режиме продолжается до тех пор, пока стоксово излучение не усиливается настолько, что начинает влиять на накачку с «выеданием» последней в приосевой области (рис.4,б). Деформированный профиль накачки начинает порождать, в свою очередь, стоксово излучение с «выеданной» в центре интенсивностью (рис.4,г). Подобное стоксово распределение впоследствии наблюдается и на входном окне кюветы (см. рис.3,в), потому что это стоксово излучение распространяется к окну ВРМБ-кюветы из области перетяжки практически не усиливаясь, поскольку не взаимодействует на своем пути с накачкой существенной амплитуды. Коэффициент обращения на входе кюветы снижается, т.к. отраженный стоксов пучок совершенно не похож на входной лазерный пучок.

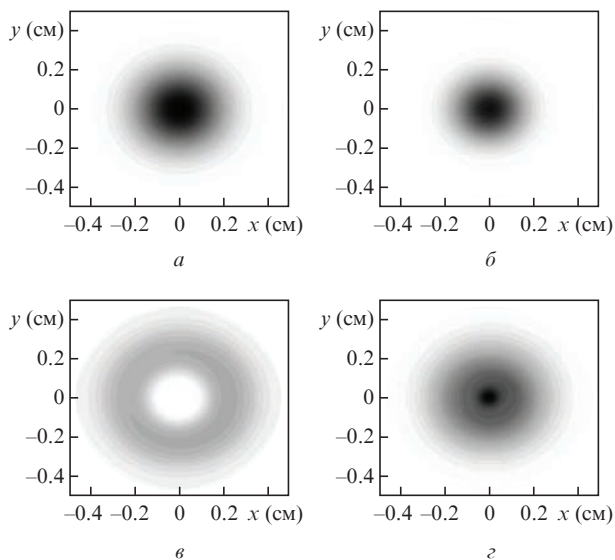


Рис.3. Профили интенсивности лазерного (а) и стоксова (б–г) пучков в моменты времени 9.1 (б) и 9.3 нс (в), а также интегральное по времени распределение (г) на входном окне ВРМБ-кюветы.

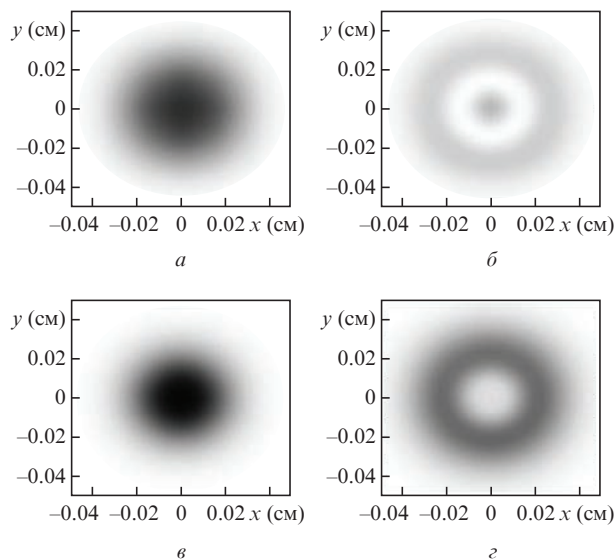


Рис.4. Поперечное распределение плотности потока лазерного (а, б) и стоксова (в, г) излучений в сечении $z = 90$ см (перед перетяжкой) в моменты времени 6.1 (а, в) и 6.3 нс (б, г).

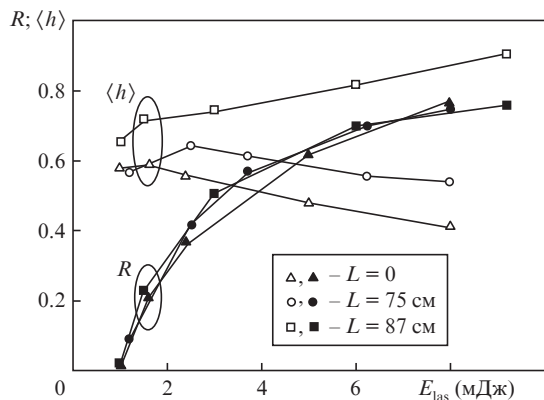


Рис.5. Зависимость коэффициента отражения R и коэффициента обращения $\langle h \rangle$ от энергии накачки при расстояниях между линзой и входным окном ВРМБ-кюветы $L = 0, 75$ и 87 см.

Таким образом, причинами снижения качества ОВФ при нестационарном ВРМБ в режиме насыщения является деформация пучка накачки в области перетяжки за счет перекачки энергии в стоксов пучок и малая длина области нелинейного взаимодействия лазерного и стоксова пучков. Кроме того, чем больше энергия пучка накачки, тем быстрее происходит переход усиления стоксова пучка из линейного режима в режим насыщения и тем больше деформация пучка накачки. Так как стоксов пучок эту деформацию отслеживает, он меньше похож на входной лазерный пучок. Этим объясняется спад коэффициента обращения при увеличении энергии накачки, т.е. глубины насыщения ВРМБ.

Длину области нелинейного взаимодействия лазерного и стоксова пучков можно увеличить, приближая перетяжку пучка накачки ко входному окну ВРМБ-кюветы. Рассмотрим влияние положения перетяжки пучка накачки внутри кюветы на качество ОВФ при нестационарном ВРМБ. Для этого будем отодвигать ВРМБ-кювету от фокусирующей линзы. При этом радиус пучка накачки на входном окне кюветы уменьшается. На рис.5 представлены зависимости коэффициента обращения $\langle h \rangle$ и коэффициента отражения R лазерного излучения от энергии накачки E_{las} при различных расстояниях L между линзой и ВРМБ-кюветой. Видно, что при отодвигании кюветы качество ОВФ улучшается и зависимость $\langle h \rangle(E_{\text{las}})$ из убывающей по E_{las} становится монотонно растущей, как в квазистационарном режиме [10]. Так, при $L = 87$ см в условиях глубокого насыщения $\langle h \rangle$ достигает 0.9 при $R = 0.76$. Коэффициент отражения практически не зависит от L . Это объясняется тем, что основное усиление стоксова излучения происходит в области перетяжки, а перетяжка во всех рассматриваемых случаях полностью находится внутри ВРМБ-среды.

На рис.6 показана динамика мощности лазерного и стоксова излучений на входе кюветы при $L = 87$ см и $E_{\text{las}} = 9$ мДж. Видно, что импульсы накачки и отраженного излучения, в отличие от случая на рис.2, хорошо перекрываются во времени, что способствует повышению качества ОВФ. Большие значения коэффициента обращения h сохраняются на протяжении всего стоксова импульса (рис.6).

Таким образом, отодвигая кювету от фокусирующей линзы, можно достичь хорошего качества ОВФ в условиях глубокого насыщения ВРМБ. Однако при этом воз-

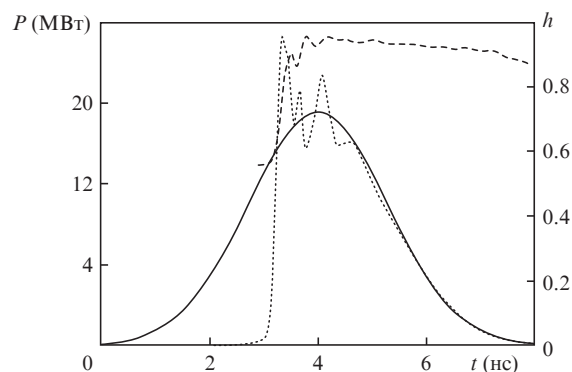


Рис.6. Динамика мощности лазерного (сплошная кривая) и стоксова (пунктир) пучков, а также коэффициента обращения (штриховая кривая) на входе ВРМБ-среды при $L = 87$ см, $E_{\text{las}} = 9$ мДж.

растают световые нагрузки на входное окно кюветы. Так, в рассматриваемом случае при $E_{\text{las}} = 9$ мДж плотность энергии на входном окне составляет 7 Дж/см^2 . Пороговая плотность энергии, при превышении которой происходят необратимые изменения в структуре стекла, равна около 10 Дж/см^2 . Таким образом, при оптимизации геометрии ВРМБ-зеркала в эксперименте необходимо учитывать возможность разрушения окна кюветы.

4. Заключение

В настоящей работе проведено численное моделирование влияния нестационарности ВРМБ на качество ОВФ. Исследовалось ОВФ лазерного импульса с дифракционной расходимостью и длительностью $\tau_p = 3$ нс в жидком фреоне C_8F_{18} (время затухания гиперзвуковых колебаний $\tau = 1$ нс).

В расчетах установлено, что при глубокой фокусировке излучения накачки в ВРМБ-среду качество ОВФ ухудшается с увеличением лазерной энергии и, соответственно, коэффициента отражения. Это согласуется с данными экспериментов [12] и отличается от результатов, характерных для квазистационарного ВРМБ, когда коэффициент обращения растет при увеличении лазерной энергии и коэффициента отражения [10]. Объяснены причины ухудшения качества ОВФ при нестационарном ВРМБ в режиме насыщения. Показано, что основное усиление стоксова излучения происходит в перетяжке пучка накачки, причем лишь передний фронт стоксова импульса усиливается в линейном режиме, что обеспечивает ОВФ среднего качества. Последующая же (основная) часть стоксова импульса формируется при влиянии насыщения ВРМБ, которое приводит к приосевому «выеданию» пучка накачки и, как следствие, к соответствующему искажению стоксова пучка. Выйдя из области перетяжки пучка накачки, «продавленное» стоксово распределение интенсивности движется к окну ВРМБ-кюветы, практически не усиливаясь и не меняя профиля, т.к. уже не встречает на своем пути лазерного излучения значительной интенсивности. В связи с этим картины распределений интенсивности стоксова и лазерного пучков на входе кюветы существенно различаются.

В работе показано, что спад коэффициента обращения с увеличением глубины насыщения нестационарного ВРМБ может смениться его ростом, как в квазистацио-

нарных условиях [10], при приближении перетяжки пучка накачки к входному окну кюветы, когда лазерный и стоксов импульсы лучше перекрываются во времени и увеличивается длина области их нелинейного взаимодействия. При этом возможно достижение близких к идеальным значений коэффициента обращения, если решена проблема лучевой прочности входного окна кюветы ВРМБ.

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. Ostermeyer M., Kong H.J., Kovalev V.I., et al. *Las. Part. Beams*, **26**, 297 (2008).
6. Hagenloker E.E., Minck R.W., Rado W.G. *Phys. Rev.*, **154**, 226 (1967).
7. Hon D.T. *Opt. Lett.*, **5**, 516 (1980).
8. Паперный С.Б., Петров В.Ф., Старцев В.Р. *Письма в ЖТФ*, **7**, 433 (1981).
9. Андреев А.А., Сутягин А.Н. *Квантовая электроника*, **24**, 155 (1997).
10. Богачев В.А., Кочемасов Г.Г., Стариков Ф.А. *Квантовая электроника*, **38**, 849 (2008).
11. Starikov F.A., Dolgopolov Yu.V., Kochemasov G.G., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Ing.*, **3930**, 12 (2000).
12. Яшин В.Е., Крыжановский В.И., Серебряков В.А. *Квантовая электроника*, **9**, 1695 (1982).
13. Andreev N., Kulagin O., Palashov O., Pasmanik G. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Ing.*, **2633**, 476 (1995).