

## Численное моделирование лазера с ВРМБ-зеркалом

В.В.Туморин, Е.И.Шкловский

*Предложена трехмерная математическая модель импульсно-периодического лазера с ВРМБ-зеркалом, описывающая процессы развития генерации, взаимодействия встречных пучков в насыщенной активной среде лазера и рассеяния сфокусированного пучка в ВРМБ-активной среде. На основе численной модели показана возможность получения в таком лазере генерирующей моды большого объема с расходимостью, близкой к дифракционному пределу. Проанализированы причины, приводящие к увеличению поперечного размера моды генерации.*

**Ключевые слова:** лазер с ВРМБ-зеркалом, объем генерирующей моды, качество ОВФ.

### 1. Введение

Обращение волнового фронта при вынужденном рассеянии Мандельштама–Бриллюэна (ОВФ–ВРМБ) уже давно используется для компенсации фазовых искажений и увеличения яркости излучения в твердотельных лазерных системах с ламповой накачкой, работающих по схеме задающий генератор–многопроходный усилитель.

В последние годы заметно уменьшилось число публикаций, посвященных анализу работы таких систем. Связано это, на наш взгляд, с постепенным вытеснением ламповых лазерных систем лазерами, накачиваемыми полупроводниковыми излучателями. Характеристики излучения твердотельных лазеров с диодной накачкой в значительной степени, чем лазеров с ламповой накачкой, подвержены влиянию фазовых и поляризационных искажений, главным образом вследствие меньшего нагрева активной среды (в 10–20 раз). Однако в системах с мощной диодной накачкой тепловыделение в активной среде, обуславливающее упомянутые искажения, становится значительным. Ясно, что технические решения, разработанные ранее для ламповых лазеров (вращатели направления поляризации на основе эффекта Фарадея и устройства, использующие ОВФ) будут находить применение и в мощных импульсных лазерах с диодной накачкой [1, 2]. С другой стороны, нелинейные зеркала (в том числе на основе ВКР) для формирования временного профиля импульса и преобразования пространственного и частотного спектра уже широко используются в лазерах с диодной накачкой [3, 4].

Из сказанного следует, что исследование специфики работы нелинейных зеркал в лазерных системах представляется по-прежнему актуальным, тем более что ряд явлений, обнаруженных в период повышенного интереса к лазерам с ВРМБ-зеркалами, не был подробно проанализирован. К числу таких явлений следует отнести увеличение поперечного сечения основной моды излучения лазера-генератора с «внешним» ВРМБ-зеркалом [5, 6].

Оптическая схема лазера на иттрий-алюминиевом гранате с «внешним» ВРМБ-зеркалом показана на рис. 1. Собственно резонатор лазера образован двумя зеркалами, за одним из которых устанавливается кювета с ВРМБ-активной средой. Как показали эксперименты, работа такого лазера особенно эффективна, когда его зеркала имеют малый коэффициент отражения, т. е. когда генерация развивается при относительно большой запасенной энергии. За одним из зеркал, представляющим собой плоскопараллельную пластину или клиновидную стеклянную подложку, располагается кювета с ВРМБ-активной средой. В качестве второго зеркала используется либо стеклянный эталон, либо диэлектрическое зеркало с коэффициентом отражения 15–20%. Таким образом, излучение в этом «стартовом» резонаторе выходит преимущественно в сторону ВРМБ-зеркала.

В экспериментах реализовывались условия, когда в отсутствие селективирующей диафрагмы и при больших числах Френеля из стартового резонатора выходило одномодовое излучение. Такие условия имеют место в лазерах при использовании квантронов с эллиптическими зеркальными осветителями, концентрирующими излучение накачки преимущественно вдоль оптической оси лазерного стержня и работающими при небольшом превышении порога генерации.

В качестве модулятора добротности в стартовом резонаторе использовался кристалл  $\text{LiF}:\text{F}_2^-$ . Следует отметить, что, по-видимому, способ формирования одномодовой затравки не имеет принципиального значения. Для этой цели можно использовать стандартные приемы: телескоп в резонаторе, «гауссовы» зеркала, другие оптические элементы, благоприятствующие генерации на моде с

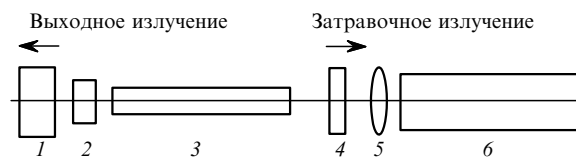


Рис. 1. Оптическая схема лазера с внешним ВРМБ-зеркалом: 1 – стеклянный эталон ( $R \sim 15\%$ ); 2 – пассивный затвор; 3 – ИАГ: Nd; 4 – зеркало ( $R = 4 - 10\%$ ); 5 – фокусирующая линза; 6 – ВРМБ-кювета.

Институт общей физики РАН, Россия, 117769 Москва, ул. Вавилова, 38

Поступила в редакцию 22 ноября 2000 г.

гладким пространственным профилем (пусть даже малого поперечного сечения).

Для того чтобы лазер заработал в резонаторе, обрванном передним зеркалом и ВРМБ-зеркалом, необходим импульс затравки, достаточный для получения значительного коэффициента отражения от нелинейной среды. Последующая динамика генерации определяется, в основном, изменяющимися во времени параметрами этого резонатора. Важно отметить, что на выходе лазера (см. рис.1) наблюдаемая мода излучения оказывается близкой к гауссовой и заполняет практически весь объем лазерного стержня.

Качественно увеличение моды в лазере с «внешним» ВРМБ-зеркалом можно объяснить либо усилением крыльев поперечного распределения, либо неточностью ОВФ многочастотной накачки, что приводит к уширению диаграммы направленности отраженного от ВРМБ-кюветы излучения [7, 8]. К настоящему моменту, насколько нам известно, существует только одна публикация, в которой работа данной схемы проанализирована с позиции возможного увеличения ширины отраженного от ВРМБ-зеркала пучка широкополосного излучения [9]. Однако используемая там математическая модель не дает сколько-либо полной картины протекающих в лазерной системе процессов.

В настоящей работе предпринята попытка моделирования импульсного YAG-лазера с «внешним» ВРМБ-зеркалом и определения на основе модели его пространственно-временных характеристик, а также факторов, влияющих на увеличение объема моды излучения.

## 2. Математическая модель

Мы используем трехмерную численную модель лазера с ВРМБ-зеркалом, описывающую развитие генерации в стартовом резонаторе с пассивным затвором и вынужденное рассеяние сфокусированной волны накачки в ВРМБ-активной среде. Расчеты проводились в приближении аксиальной симметрии. В этом случае поле излучения внутри резонатора записывается в виде

$$E = A_1(z, r, t) \exp(i\omega_0 t - ikz) + A_2(z, r, t) \exp(i\omega_0 t + ikz),$$

где  $A_1$  и  $A_2$  – медленно меняющиеся амплитуды встречных волн;  $\omega_0$  – частота затравочного излучения.

Вся информация о частотном и пространственном спектре излучения содержится в амплитуде поля  $A(z, r, t)$ . Поскольку в излучении лазера с ВРМБ-зеркалом присутствуют компоненты поля с частотами  $\omega_0$ ,  $\omega_0 - \Omega$ ,  $\omega_0 - 2\Omega$ , ... ( $\Omega$  – стоксов сдвиг частоты в ВРМБ-среде), это накладывает ограничения на масштаб разбиения расчетной сетки по  $t$  и  $z$ :

$$\Delta t = \frac{\Delta z}{c} \ll \frac{2\pi}{n\Omega}, \quad (1)$$

где  $n \approx 4$  – предполагаемое число стоксовых компонент в излучении лазера. Для жидкостей стоксов сдвиг составляет около  $0.1 \text{ см}^{-1}$ , поэтому шаг разбиения  $\Delta z$  оказывается существенно меньше характерного расстояния между элементами лазерной системы, что требует хранения больших массивов данных.

Для вычисления изменения поперечного распределения амплитуды волны при ее последовательном распространении между оптическими элементами схемы ис-

пользовались прямое и обратное фурье-преобразование в аксиально-симметричном случае с учетом фазового набега для различных пространственных компонент поля.

Взаимодействие встречных волн на решетке насыщенного усиления однородно-уширенной активной среды лазера описывалось системой уравнений [10]

$$\frac{n}{c} \frac{\partial A_1}{\partial t} + \frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{i}{2k} A_{\perp} A_1 = \frac{1}{2} (1 - i\delta) (A_1 g_0 + A_2 g_1),$$

$$\frac{n}{c} \frac{\partial A_2}{\partial t} - \frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{i}{2k} A_{\perp} A_2 = \frac{1}{2} (1 - i\delta) (A_2 g_0 + A_1 g_1^*),$$

$$T_1 \frac{\partial g_0}{\partial t} + (g_0 - a_0) \quad (2)$$

$$= -(A_1 A_1^* + A_2 A_2^*) g_0 - A_1 A_2^* g_1 - A_1^* A_2 g_1,$$

$$T_1 \frac{\partial g_1}{\partial t} + g_1 = -(A_1 A_1^* + A_2 A_2^*) g_1 - A_1 A_2^* g_0,$$

где квадраты амплитуды поля нормированы на интенсивность насыщения активной среды;  $g_0$  и  $g_1$  – первый и второй члены разложения коэффициента усиления активной среды  $g(z, r, t)$  по пространственным частотам вдоль оси  $z$ ;  $a_0(r)$  – коэффициент усиления среды, создаваемый внешней накачкой;  $\delta = (w - w_0) T_2$  – расстройка частоты волны относительно центра линии усиления;  $T_2 = 1.6 \text{ пс}$  – время релаксации поляризованности активной среды ИАГ:Nd;  $T_1 = 250 \text{ мкс}$  – время релаксации населенностей активной среды ИАГ:Nd.

Начальное распределение усиления по сечению активного элемента (АЭ) задавалась функцией  $a_0(r) = a_{0m} \{1 + h[\exp(-r^2/r_0^2) - 1]\}$ . Для аппроксимации распределения усиления АЭ диаметром 4 мм в стандартном квантроне К-301 величины  $h$  и  $r_0$  принимались равными 0.15 и 1.7 мм соответственно.

Влияние решеток насыщенного поглощения в пассивном затворе на основе среды с большим сечением перехода проявляется только на начальной стадии генерации импульса модулированной добротности. В связи с этим пропускание пассивного затвора вычислялось в приближении бесконечно тонкой двухуровневой насыщающейся среды:

$$T_s(r, t) = \exp(-n), \quad (3)$$

$$\tau_s \frac{dn}{dt} + n - n_0 = - \frac{(A_1 A_1^* + A_2 A_2^*) (1 - T_s)}{I_s},$$

где  $T_s$  – коэффициент пропускания пассивного затвора;  $n$  – нормированная на  $\sigma^{-1}$  плотность разности населенностей по площади затвора;  $\sigma$  – сечение перехода;  $n_0$  – начальная разность населенностей;  $\tau_s$  и  $I_s$  – время релаксации и интенсивность насыщения поглощающей среды. Нерезонансные потери в пассивном затворе моделировались размещением двух поглотителей по обеим сторонам затвора.

Основная мода стартового резонатора находилась путем инжекции в резонатор слабого затравочного излучения с гауссовым распределением поля по сечению пучка. После некоторого числа обходов резонатора затравочным излучением устанавливалось стационарное распределение поля, соответствующее искомой моде резонатора. Проведенные численные эксперименты показа-

ли, что описанная выше неравномерность усиления по сечению АЭ приводит к быстрой селекции основной поперечной моды резонатора, занимающей малый объем активной среды.

Когда мощность затравочного излучения, падающего на ВРМБ-зеркало, превышала одну десятую пороговой мощности ВРМБ, в рассмотрение включалась модель ВРМБ-зеркала, описывающая нестационарное рассеяние сфокусированного в ВРМБ-активную среду пучка накачки. Система уравнений, описывающая взаимодействие возбуждающей ( $A_p(z, r, t) \exp(i\omega_p t - ik_p z)$ ) и стоксовой ( $A_s(z, r, t) \exp(i\omega_s t + ik_s z)$ ) волн с колебаниями среды в приближении малой длины затухания гиперзвука имеет вид

$$\begin{aligned} -\frac{n}{c} \frac{dA_s^*}{dt} + \frac{\partial A_s^*}{\partial z} + \frac{i}{2k} A_{\perp} A_s^* + \frac{g}{2} \rho^* A_p &= 0, \\ \frac{n}{c} \frac{dA_p}{dt} + \frac{\partial A_p}{\partial z} + \frac{i}{2k} A_{\perp} A_p + \frac{g}{2} \rho A_s^* &= 0, \\ T_r \frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho &= A_p A_s + F_n(z, r, t), \end{aligned} \quad (4)$$

где  $g$  – коэффициент усиления ВРМБ;  $\rho$  – плотность гиперзвука;  $T_r$  – время релаксации гиперзвука;  $F_n$  – шумовая функция тепловых возмущений.

В цилиндрической системе координат лапласианы, входящие в уравнения, имеют вид

$$A_{\perp} A = \frac{\partial^2 A}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial A}{\partial r}. \quad (5)$$

При острой фокусировке гауссова пучка в ВРМБ-активную среду амплитуду поля и гиперзвука удобно представить в виде

$$\begin{aligned} A &= \frac{A'}{q} \exp\left(\frac{-ikr^2}{2q}\right), \\ \rho &= \frac{\rho'}{|q|^2}, \end{aligned} \quad (6)$$

где  $q = i|q_0| + z$  – комплексный параметр гауссова пучка;  $|q_0| = kw_0^2/2$  и  $w_0$  – длина и ширина перетяжки гауссова пучка соответственно.

Переходя к криволинейной системе координат, связанной с гауссовым пучком,

$$\begin{aligned} r &= \frac{w_0}{2} r' \left[1 + \tan^2(z')\right]^{1/2}, \\ z &= |q_0| \tan(z'), \\ t &= n|q_0|t'/c, \end{aligned} \quad (7)$$

получаем следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} -\frac{1}{\cos^2 z'} \frac{dA_s'^*}{dt'} + \frac{\partial A_s'^*}{\partial z'} + i \frac{\partial^2 A_s'^*}{\partial r'^2} + i \frac{\partial A_s'^*}{\partial r'} \left(\frac{1}{r'} - r'\right) \\ + \frac{g'}{2} \rho^* A_p' = 0, \\ \frac{1}{\cos^2 z'} \frac{dA_p'}{dt'} + \frac{\partial A_p'}{\partial z'} + i \frac{\partial^2 A_p'}{\partial r'^2} + i \frac{\partial A_p'}{\partial r'} \left(\frac{1}{r'} - r'\right) \\ + \frac{g'}{2} \rho A_s'^* = 0, \end{aligned} \quad (8)$$

$$T_r' \frac{\partial \rho'}{\partial t'} + \rho' = A_p' A_s' \exp\left(-\frac{r'^2}{2}\right) + F_n(z', r', t'),$$

$$0 \leq r' \leq r'_{\max}, \quad -\frac{\pi}{2} \leq z' \leq \frac{\pi}{2},$$

где  $g' = g/|q_0|$ .

Стоксов сдвиг частот  $\Omega$  учитывался при согласовании амплитуд  $A_s'(z' = -\pi/2, r', t)$  и  $A_2(z_{\text{sbs}}, r, t)$ :

$$\begin{aligned} A_2(z_{\text{sbs}}, r, t) &= A_{\text{th}} A_s' \left(z' = -\frac{\pi}{2}, r' \frac{2r}{W}, t\right) \\ &\times \exp\left(-i\Omega t - \frac{r^2}{W^2}\right), \end{aligned} \quad (9)$$

$$A_p \left(z' = -\frac{\pi}{2}, r', t\right) = \frac{1}{A_{\text{th}}} A_1 \left(z_{\text{sbs}}, r = \frac{r'W}{2}, t\right) \exp\left(\frac{r^2}{W^2}\right),$$

где  $A_{\text{th}}$  – пороговая амплитуда поля в центре гауссова пучка накачки с полушириной  $W$ . При такой нормировке амплитуды поля коэффициент усиления ВРМБ  $g' = 2M/\pi$  ( $M \approx 21$  – пороговый инкремент усиления стоксовой волны).

Система уравнений (8) решалась при следующих граничных условиях:

$$\frac{\partial^2 A'_{s,p}(z', r' = r'_{\max}, t)}{\partial r'^2} = 0, \quad (10)$$

$$A_s'(z' = \frac{\pi}{2}, r', t) = 0.$$

Для ослабления влияния границы области счета  $r' = r'_{\max}$  вводилось дополнительное поглощение излучения в области  $0.9r'_{\max} < r' < r'_{\max}$ .

Для получения устойчивой разностной схемы при решении системы дифференциальных уравнений приращения вещественной и мнимой частей амплитуд поля вычислялись последовательно, а при нахождении плотности гиперзвука произведение  $A_p' A_s'$  усреднялось с разными весовыми коэффициентами по двум соседним точкам, расположенным вдоль оси  $z$ . В этом случае устойчивость разностной схемы достигалась при  $\Delta z' (\Delta r')^{-2} < 1$ , где  $\Delta z'$  и  $\Delta r'$  – шаги сетки по координатам  $z'$  и  $r'$ . При  $r'_{\max} > 8$  модифицированные амплитуды волны накачки и стоксовой волны могут на краю области счета становиться значительными, что приводит к ошибкам счета. В связи с этим в расчетах полагалось, что  $r'_{\max} \leq 7.5$ .

### 3. Результаты расчетов

В численном эксперименте моделировалась лазерная система с длиной стартового резонатора 58 см. Выходным зеркалом резонатора служил стеклянный эталон толщиной 3.6 см с максимальным коэффициентом отражения 16%. Коэффициент отражения зеркала стартового резонатора со стороны ВРМБ-зеркала принимался равным 4%. Другие параметры лазерной системы выбирались следующими: энергия насыщения активной среды 0.5 Дж/см<sup>2</sup>, начальный коэффициент пропускания пассивного затвора  $T_{s0} = 0.4$ , насыщенный коэффициент пропускания пассивного затвора  $T_s = 0.8$ , время релаксации гиперзвука ВРМБ-среды (CCl<sub>4</sub>)  $T_r = 1$  нс, стоксов

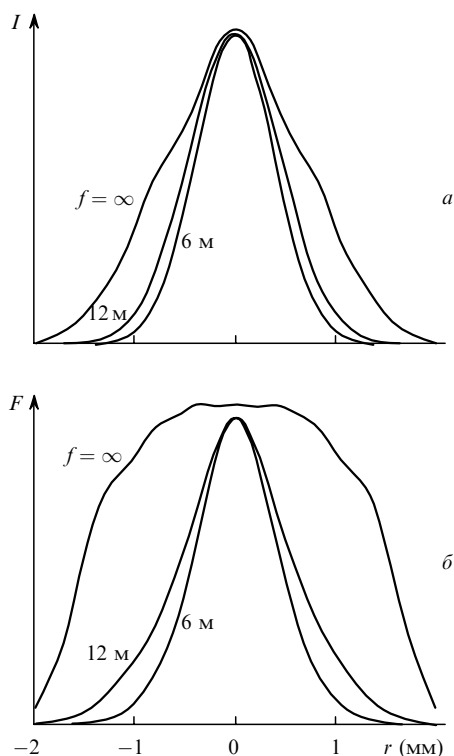


Рис.2. Начальное распределение интенсивности (а) и распределение плотности энергии гигантского импульса (б) по сечению пучка затравочного излучения при разных фокусных расстояниях  $f$  термолинзы АЭ.

сдвиг  $\Omega = 2.7$  ГГц, пороговая мощность возбуждения ВРМБ-зеркала  $A_{th}^2 \pi W^2 / 2 = 400$  кВт и длина взаимодействия встречных волн в ВРМБ-среде 10 см.

На рис.2 представлены поперечные распределения интенсивности в пучке затравочного излучения стартового резонатора при перекрытом ВРМБ-зеркале на начальной стадии развития гигантского импульса и распределение плотности энергии по сечению пучка в импульсе модулированной добротности при разных фокусных расстояниях термолинзы, наводимой в активном элементе излучением накачки.

Как уже упоминалась, селекция основной моды резонатора осуществляется благодаря неравномерности коэффициента усиления по сечению активного элемента. При этом на начальной стадии генерации превышение порога достигается для узкой области вблизи оси АЭ. В случае плоскопараллельного резонатора при отсутствии термолинзы в АЭ это приводит к формированию начальной моды малого объема. По мере развития генерации, просветления достаточно плотного пассивного затвора и насыщения усиления АЭ происходит существенное увеличение объема моды генерации.

Полученная таким образом мода большого объема имеет расходимость, близкую к дифракционному пределу. Однако практическая реализация такой схемы требует использования АЭ высокого качества и точной компенсации термолинзы, возникающей в АЭ при работе лазера в импульсно-периодическом режиме.

В устойчивом стартовом резонаторе (при учете термолинзы АЭ) поперечное распределение поля затравочного излучения близко к моде пассивного резонатора и претерпевает существенно меньшие изменения за время генерации импульса модулированной добротности. С

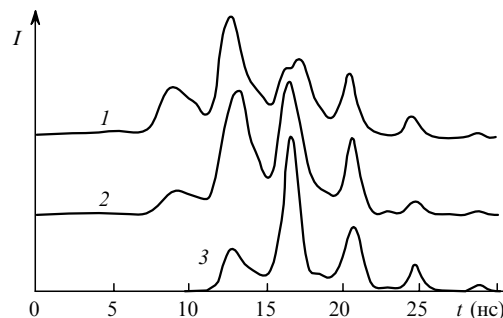


Рис.3. Временные зависимости распределения интенсивности излучения выходного пучка по сечению АЭ: в центре (1) и на расстоянии 1 (2) и 1.5 мм (3) при фокусном расстоянии термолинзы активного элемента  $f = 3$  м.

практической точки зрения этот случай представляет большой интерес, поэтому дальнейшие численные эксперименты проводились именно для устойчивого стартового резонатора.

Возбуждение ВРМБ-зеркала импульсом затравочного излучения переводит систему в режим регенеративного усилителя. Суммарный коэффициент отражения ВРМБ-зеркала по энергии, полученный в численных экспериментах, без учета потерь на поглощение излучения в ВРМБ-активной среде составлял около 90%. Вследствие этого добротность резонатора с ВРМБ-зеркалом существенно превышала добротность стартового резонатора, что обуславливало получение в расчетах импульсов выходного излучения с энергией более 100 мДж.

На практике коэффициент отражения ВРМБ-зеркала по энергии в подобных лазерных системах оказывается меньше (60–80%) вследствие самовоздействия пучка излучения накачки в поглощающей ВРМБ-активной среде [11] и развития ВКР и оптического пробоя, конкурирующих с ВРМБ и проявляющихся по мере увеличения мощности падающего на ВРМБ-зеркало нестационарного излучения накачки. Соответственно энергия выходного излучения реальной лазерной системы, параметры которой использованы в численной модели, достигает лишь 60 мДж [6].

Во временной структуре выходного излучения присутствуют несколько максимумов, соответствующих импульсам стока излучения различного порядка. Благодаря адаптивным свойствам ВРМБ-зеркала мода генерации лазера больше не определяется устойчивостью стартового резонатора. При этом по мере развития генерации происходит перераспределение интенсивности усиленного излучения по сечению пучка, причем наибольшее усиление получают периферийные области пучка (рис.3). Так, уже излучение третьего стока импульса, имеющее кольцеобразное распределение интенсивности, полностью заполняет апертуру АЭ.

Необходимо подчеркнуть, что близкое к одномодовому распределение плотности энергии выходного излучения по сечению пучка (рис.4,а) есть результат «коллективного» наложения пучков, соответствующих различным обходам резонатора. При этом распределение интенсивности излучения в пучках отдельных проходов может иметь неодинаковый профиль, в том числе кольцевой (см. рис.5).

Увеличение ширины поперечного распределения усиленного излучения, согласно расчетным данным, сопровождается уменьшением его расходимости. Таким

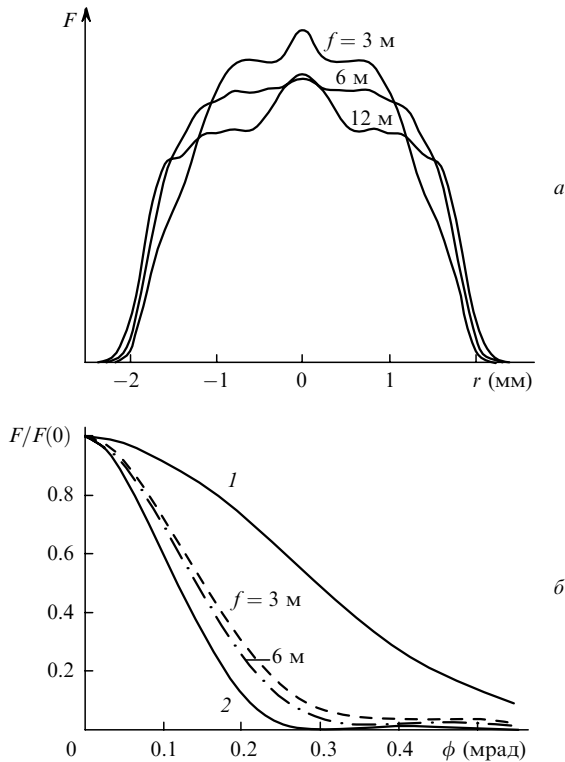


Рис.4. Поперечное распределение плотности энергии выходного излучения в ближней (а) и дальней (б) зонах выходного пучка при разных фокусных расстояниях  $f$  термолинзы АЭ, а также распределение плотности энергии затравочного излучения (1) и дифрагировавшей на апертуре АЭ плоской волны (2).

образом, интегральная расходимость импульса выходного излучения по уровню 0.1 лишь в 1.3–1.5 раза превышает дифракционный предел (рис.4,б). Однако экспериментальные данные, полученные в работе [6], показывают некоторое увеличение расходимости выходного излучения относительно излучения затравки. Различные экспериментальные и расчетные данные, по всей видимости, можно объяснить влиянием перечисленных выше конкурирующих с ВРМБ процессов, а также самофокусировкой мощного излучения генерации в лазерном стержне.

Для оценки качества ОВФ в расчетах использовался параметр  $\eta'$  определяемый следующим образом:

$$\eta' = \frac{\int \int |A_p A_s| ds dt}{\int \left( \int |A_p|^2 ds \int |A_s|^2 ds \right)^{1/2} dt} \quad (11)$$

Мы сознательно пошли на некоторое отступление от общепринятого определения параметра качества ОВФ  $\eta$  [11, 12] с целью более адекватного описания ОВФ нестационарной накачки.

Значение параметра  $\eta' = 0.95$ , полученное в численном эксперименте, в котором на ВРМБ-зеркало падал одиночный импульс одномодового одночастотного излучения, согласуется с результатами работы [12]. При работе ВРМБ-зеркала в схеме лазера расчетное значение параметра  $\eta'$  снижалось до 0.85–0.89. Это в первую очередь связано с тем, что возбуждение каждого последующего стока импульса происходит до того, как закончится генерация предыдущего импульса. Следовательно, в некоторые моменты времени ВРМБ-зеркало подвергается воздействию двухчастотной накачки:  $\omega_0$  и  $\omega_0 - \Omega$ , или  $\omega_0 - \Omega$  и  $\omega_0 - 2\Omega$ , или  $\omega_0 - 2\Omega$  и  $\omega_0 - 3\Omega$  и т. д.

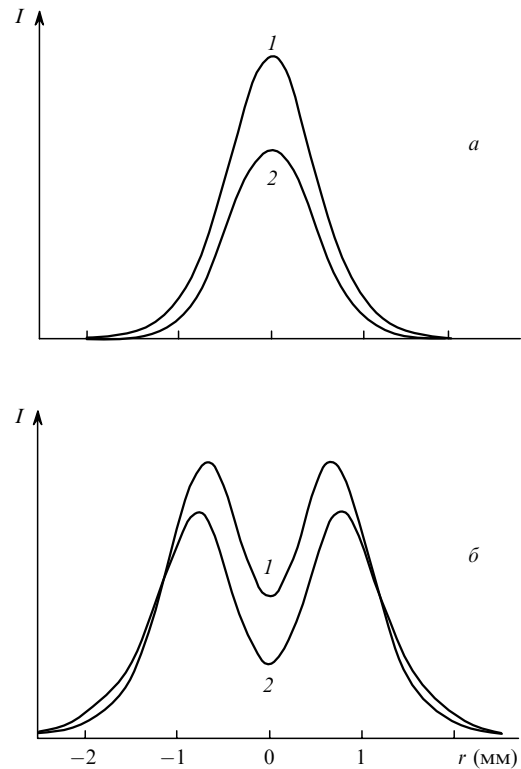


Рис.5. Поперечное распределение интенсивности в падающем (1) и отраженном от ВРМБ зеркала (2) пучках для первого (а) и третьего (б) обхода резонатора усиливаемым излучением.

Однако поскольку промежутки времени, когда в численном эксперименте на входе в ВРМБ-зеркало наблюдались биения двух соседних частот, были короткими, а малое время релаксации гиперзвука (1 нс) обуславливало быструю перестройку решетки ВРМБ-зеркала на новую частоту падающего излучения, отклонение параметра качества обращения от идеального было невелико. По-видимому, этим же обстоятельством объясняется и то, что в численных экспериментах не выявлено сколь угодно существенного увеличения ширины рассеянного пучка относительно падающего пучка (рис.5), характерного для ОВФ при ВРМБ широкополосной накачки [8].

Высокое качество ОВФ при достаточно точном воспроизведении поперечной структуры пучка при его отражении от ВРМБ-зеркала говорит о невозможности объяснить полученное в расчетах увеличение объема моды генерации особенностями работы ВРМБ-зеркала. Нами был проведен численный эксперимент, в котором использовалась модель «идеального» ОВФ-зеркала с  $\eta = 1$ . Коэффициент отражения такого зеркала в каждый момент времени рассчитывался при помощи описанной выше модели ВРМБ-зеркала. Энергия выходного излучения и его распределение в ближней зоне пучка, полученные в данном эксперименте, с погрешностью до 7% совпадали с полученными выше результатами.

В то же время в процессе генерации происходит существенное насыщение усиления АЭ преимущественно в центральных областях пучка (рис.6). При этом уже для второго стока импульса усиление в центре АЭ становится меньше потерь в резонаторе, образованном выходным и ВРМБ-зеркалами, что с неизбежностью приводит к преимущественному усилению периферийных областей пучков при втором и третьем обходах резонатора. Осно-

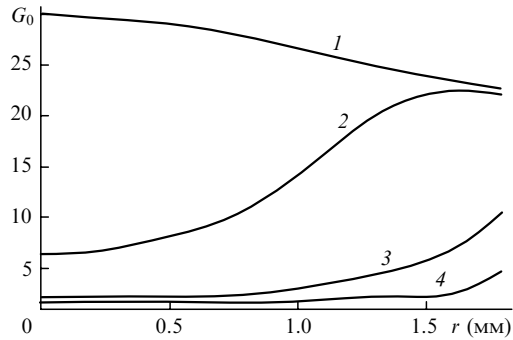


Рис.6. Распределение коэффициента усиления слабого сигнала по радиусу АЭ в начальный момент времени (1) и после прохождения первого (2), второго (3) и третьего (4) импульсов стоксова излучения.

вываясь на полученных данных, мы можем сделать вывод, что основным механизмом увеличения объема моды генерации в схеме лазера с ВРМБ-зеркалом при сильной модуляции добротности резонатора лазера является насыщение усиления АЭ.

#### 4. Заключение

Представленная математическая модель лазера с ВРМБ-зеркалом дает удовлетворительное согласование расчетных и экспериментальных данных [6]. Однако ряд наблюдаемых в эксперименте эффектов, таких как уменьшение ширины поперечного распределения выходного излучения при увеличении расстояния от стартового резонатора до ВРМБ зеркала и увеличение расходимости выходного излучения относительно излучения зат-

равки, не поддаются адекватному описанию с позиций данной математической модели, учитывающей только ВРМБ. Для более точного описания работы лазеров с ВРМБ-зеркалами необходимо принимать во внимание такие нелинейные оптические явления, как самофокусировка излучения и конкурирующие с ВРМБ процессы (ВКР).

Авторы признательны Н.Н.Ильичеву за полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 97-02-17397 и № 98-02-17498).

1. Ho J.G., St.Pierre R., Morais J., Poylio J., Long W., Weber M., Valley M.M. *Technical Digest Conf.«Advanced Solid-State Laser 2000»* (Davos, 2000, paper MA4-1, pp.9–12).
2. Herman M., Honig J., Hackel L. *Proc.Conf.Lasers and Electro-Optics 1995* (OSA Tech.Dig.Ser., 1995, vol. 15, p.61).
3. Lagatsky A.A., Abdolvand A., Kuleshov N.V. *Optics Letts*, **25**, 616 (2000).
4. Findeisen J., Eichler H.J., Penser P. *Optics Comm*, **181**, 129 (2000).
5. Пашинин П.П., Шкловский Е.И. *Квантовая электроника*, **15**, 1905 (1988).
6. Воскобойник Э.В., Пашинин П.П., Сидорин В.С., Шкловский Е.И. *Квантовая электроника*, **22**, 242 (1995).
7. Кочемасов Г.Г., Николаев В.Д. *Квантовая электроника*, **4**, 115 (1977).
8. Глазков Д.А., Гордеев А.А., Зубарев И.Г., Михайлов С.И. *Квантовая электроника*, **19**, 286 (1992).
9. Kir'yanov A.V., Aboites V., P'ichev N.N. *J.Opt.Soc.Amer.B*, **17**, 11 (2000).
10. Бельдогин И.М., Степанов А.А., Щеглов В.А. *Кр.сообщ.физ. ФИАН*, № 9, 40 (1986).
11. Кирьянов Ю.Ф., Кочемасов Г.Г., Маслов Н.В. *Квантовая электроника*, **25**, 61 (1998).
12. Кирьянов Ю.Ф., Кочемасов Г.Г., Маслов Н.В., Шестакова И.В. *Квантовая электроника*, **18**, 588 (1991).