

УДК 621.373.826

В. Г. Бровкович, Б. Н. Тюшкевич
(Минск, Беларусь)

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СТРУКТУРЫ ИЗЛУЧЕНИЯ
ДВУХИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРА

Рассмотрено влияние сдвига инверсии первым импульсом при двухимпульсной генерации на формирование пространственной структуры второго импульса. В приближении разложения по модам пустого резонатора показано, что во втором импульсе преимущество в усилении имеют моды более высокого порядка. Близость эффективных коэффициентов усиления различных мод может ввиду их неортогональности приводить к перераспределению энергии излучения по различным пространственным гармоникам. В результате пространственная структура второго импульса может быть нестационарна. Проведенные экспериментальные исследования при достаточно жесткой селекции поперечных мод в целом подтверждают теоретические предположения.

В данной работе рассмотрено влияние пространственно неоднородного профиля инверсии, образовавшегося после первого импульса, в лазерах, используемых в голографической интерферометрии, на поперечную структуру поля второго импульса.

Воспроизводимость пространственной структуры обеспечивается при генерации лазера на какой-либо отдельной поперечной моде (обычно основной), что достигается диафрагмированием резонатора. Рассмотрим случай пассивной модуляции добротности, имея в виду возможность переноса результатов на нашедший более широкое применение комбинированный способ модуляции [1].

Плотность инверсии активной среды к моменту генерации второго импульса при накачке, аппроксимируемой импульсом прямоугольной формы, определяется выражением

$$N_2 = N_0(1 - \exp(-\Delta)) + \exp(-\Delta)(N_1 - \Delta N / f(r_1)), \quad (1)$$

где N_0 — параметр накачки [2], $N_1 = N_0(1 - \exp(-\tau))$, $\tau = t/T_1$, $\Delta = \Delta t/T_1$, t и $t + \Delta t$ — время от момента включения накачки до начала генерации первого и второго импульсов, T_1 — время релаксации среды, ΔN и $f(r_1)$ — амплитуда и форма пространственного распределения инверсии сразу после генерации первого импульса. На рис. 1 схематически показано изменение профиля инверсии.

При рассмотрении пороговых условий влияние встречной волны можно не учитывать. Тогда для мощности i -й моды $w_i = \int_0^d E_i^t E_i^{*t} d^2 r_1 = \langle E_i | E_i \rangle$, распространяющейся в активном элементе, имеем

$$w(z) = w(0)\exp(\kappa_i d); \quad \kappa_i = 2\sigma \frac{\langle E_i | N | E_i \rangle}{\langle E_i | E_i \rangle}, \quad (2)$$

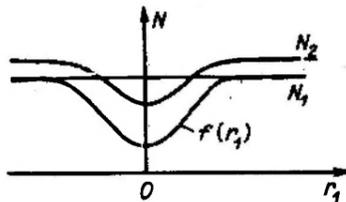


Рис. 1. Пространственное распределение плотности инверсии в активном элементе лазера после генерации первого импульса на основной поперечной моде:

N_1 — непосредственно после генерации, N_2 — через некоторое время Δt после генерации

где σ — эффективное сечение, E_i — поле i -й моды, d — длина активного элемента. Энергетические условия генерации первого и второго импульсов на основной поперечной моде можно представить в виде

$$\begin{aligned} \gamma\gamma_0 \exp(2\kappa_{10}d) &= 1, \\ \gamma\gamma_0 \exp(2\kappa_{20}d) &= 1, \\ \gamma\gamma_i \exp(2\kappa_{2i}d) &< 1, \quad i \neq 0, \end{aligned} \quad (3)$$

где κ_{10} — начальный коэффициент усиления для первого импульса, κ_{2i} — для второго, $(1 - \gamma)$ и $(1 - \gamma_i)$ — неселективные потери резонатора при непросветленном затворе и потери на диафрагме для i -й моды за двойной проход. Поскольку энергетические параметры моноимпульса при пассивной модуляции и мгновенном включении добротности близки [2], можно использовать данную аналогию для оценки ΔN :

$$\Delta N \geq \ln(\tilde{\gamma}/\gamma) \frac{\langle E_0 | E_0 \rangle}{\langle E_0 | f(r_1) | E_0 \rangle}, \quad (4)$$

где $(1 - \tilde{\gamma})$ — величина потерь резонатора при просветленном затворе. Выражение (4) является следствием того, что в процессе моноимпульса инверсия падает ниже порогового значения. Подставляя (1) в (3), с учетом (4) получим условие

$$\exp(\Delta) - 1 > (\exp(\tau) - 1) \frac{\langle E_0 | f(r_1) | E_0 \rangle \ln(\tilde{\gamma}/\gamma)}{\langle E_0 | E_0 \rangle \ln(\gamma\gamma_0)}, \quad (5)$$

являющееся необходимым условием одномодовой двухимпульсной генерации при комбинированной модуляции добротности. Действительно, при повторном включении активного затвора, удовлетворяющем (5), ранее, чем через Δt , условие генерации основной моды во втором импульсе не будет выполнено. Однако образование провала в инверсии (см. рис. 1) меняет соотношение между селективными потерями и усилением. Это может привести к тому, что пороговые условия раньше будут выполнены для моды более высокого порядка. Чтобы показать это, рассмотрим (4) в смысле равенства. Тогда из (3) получим мажорантное условие

$$F_{i0} = \gamma_i/\gamma_0 \exp \left\{ \exp(-\Delta) \ln(\tilde{\gamma}/\gamma) \left(\frac{\langle E_i | f(r_1) | E_i \rangle \langle E_0 | E_0 \rangle}{\langle E_0 | f(r_1) | E_0 \rangle \langle E_i | E_i \rangle} - 1 \right) \right\} < 1, \quad (6)$$

где F_{i0} — отношение эффективных коэффициентов усиления i -й и основной (0-й) мод за двойной проход по резонатору.

Для дальнейшего анализа аппроксимируем $f(r_1)$ функцией вида $\exp(-2r^2/\rho^2)$, где ρ — параметр гауссова пучка моды «пустого» резонатора, и разложим собственные функции резонатора с диафрагмой в ряд по собственным функциям недиафрагмированного резонатора: $E_i^l = \sum \alpha_i^l \varphi_i^l$. Примем лаггер-гауссово представление φ_i^l , причем ввиду центральной симметрии задачи E_i^l остаются ортогональными по угловому индексу l . Рассмотрим плоско-

сферический резонатор с диафрагмой, расположенной у плоского зеркала. В этом случае, поскольку φ_i^l являются собственными (по поперечным координатам) функциями резонатора, поперечная часть интегрального уравнения двойного обхода имеет единичные собственные значения. Уравнение для собственных функций резонатора с диафрагмой для двойного обхода редуцируется к виду $\hat{R}E_i^l = \nu_i^l E_i^l$, где \hat{R} — оператор диафрагмы. Ортогонализируя его, получим систему алгебраических уравнений:

$$\sum_k \alpha_k^l a_{ik}^l = \nu_i^l \alpha_i^l, \quad (7)$$

где $a_{ik}^l = \left[\frac{l!k!}{(l+i)!(k+l)!} \right]^{1/2} \int_0^S x^l e^{-x} L_i^l(x) L_k^l(x) dx$, $S = 2r_0^2/\rho^2$, r_0 — размер диафрагмы. Подставляя выражение для полиномов Лаггера, величины a_{ik}^l легко вычислить. Далее, найдя из (7) ν_i^l и соответствующие весовые множители α_i^l , можно определить изменение коэффициента усиления:

$$\frac{\langle E_i^l | \hat{R} E_i^l \rangle}{\langle E_i^l | E_i^l \rangle} = \left(\sum_i |\alpha_i^l|^2 \right)^{-1} \sum_{ij} \alpha_i^l \alpha_j^l b_{ij}^l, \quad (8)$$

где

$$b_{ij}^l = \frac{(j+i+l)!}{(j!i!(j+l)!(i+l)!)^{1/2}} 2^{-(i+j+l+1)}.$$

Ограничиваясь трехмодовым разложением E_i (выкладки можно проделать аналитически) и подставляя (8) в (6), следует проанализировать поведение F_{i0}^l при изменении параметров задачи. На рис. 2 представлена зависимость $F_{i0}^l(S)$ при $\Delta = 1, 1/2$; $l = 0$ (кривые 1—3) и $l = 1$ (кривые 4—6). Кривые 1, 4 соответствуют отношению коэффициентов усиления моды ($i = 1, l = 0$) к основной, кривые 2, 5 — моды ($i = 0, l = 1$) к основной и кривые 3, 6 — моды ($i = 1, l = 1$) к основной. При выбранном Δt условие (6) выполнено при накачке, обеспечивающей появление первого импульса в момент $t \leq 1$. На рис. 2 видно, однако, что условие генерации основной моды во втором импульсе не

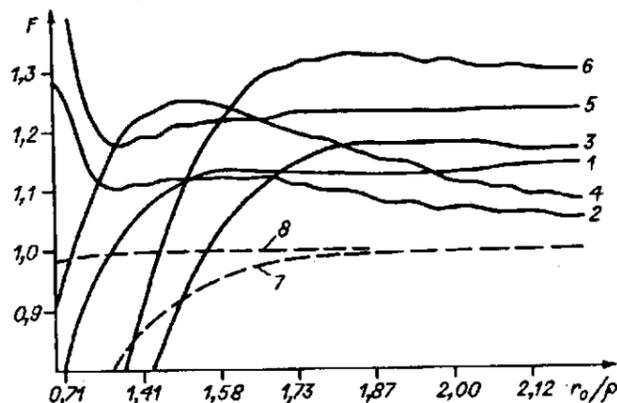


Рис. 2. Зависимость отношения эффективного коэффициента усиления различных мод резонатора к коэффициенту усиления основной моды от размера диафрагмы:
 1 — ($i = 1, l = 0, \Delta = 1$); 2 — ($i = 0, l = 1, \Delta = 1$); 3 — ($i = 1, l = 1, \Delta = 1$); 4 — ($i = 1, l = 0, \Delta = 0.5$); 5 — ($i = 0, l = 1, \Delta = 0.5$); 6 — ($i = 1, l = 1, \Delta = 0.5$); 7 — ($i = 1, l = 0, \Delta = 20$); 8 — ($i = 0, l = 1, \Delta = 20$)

выполнено, причем E_1^l , соответствующие угловым модам ($l = 1$), имеют преимущество перед аксиальными модами ($l = 0$). Для сравнения на рис. 2 приведены зависимости 7 и 8, аналогичные 1 и 2, соответственно для $\Delta = 20$. Практически это означает, что при выборе диафрагмы и других параметров резонатора, обеспечивающих генерацию основной моды в первом импульсе, второй может иметь в зависимости от Δt структуру, соответствующую моде более высокого порядка.

Результаты экспериментального исследования пространственной структуры обоих импульсов приведены на рис. 3. Фотографии получены с использованием регистратора ФЭР-7, позволяющего разделить на экране пространственную структуру первого и второго импульсов. Видно, что при генерации первого импульса на основной моде последующие, действительно, могут иметь структуру мод более высокого порядка. Ввиду оптической неидеальности активного элемента для двухимпульсного режима существенно возрастает критичность юстировки. Так, на рис. 3, *d* пространственная структура второго импульса весьма близка к основной моде. Геометрический анализ показал, что в этом случае оси генерации первого и второго импульсов не совпадают (аналогично рис. 1 [3]). Таким образом, энергетически выгодней может оказаться генерация «разъюстированной» моды, которая, распространяясь по резонатору, усредняет изменение плотности инверсии.

Пространственные структуры, приведенные на рис. 3, *a—c*, демонстрируют генерацию во втором импульсе мод высокого порядка. Параметры резонатора лазера соответствуют параметрам, использованным при построении зависимостей 1—3 на рис. 2. Начальное пропускание затвора $T = 65\%$, $R_{отр}$

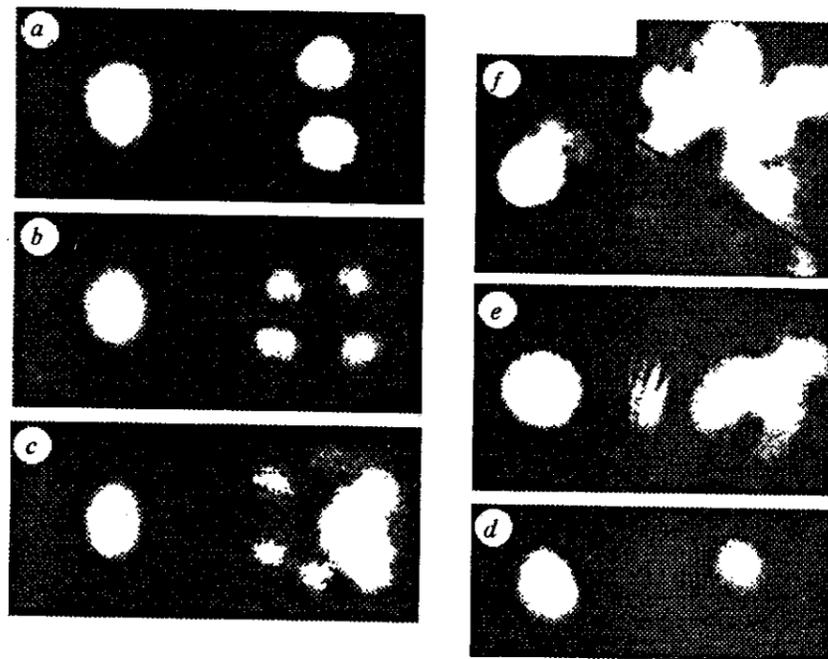


Рис. 3. Фотографии пространственного распределения излучения первого и второго импульсов двухимпульсного лазера:

a — начальное пропускание пассивного затвора $T = 65\%$, радиус кривизны заднего зеркала $R = 2$ м, интервал следования импульсов $\Delta t = 100$ мкс, время появления первого импульса $t = 400$ мкс, энергия первого импульса $E_1 = 9$ мДж, второго — $E_2 = 11$ мДж; *b* — $T = 65\%$, $R = 2$ м, $\Delta t = 200$ мкс, $t = 400$ мкс, $E_1 = 10,4$ мДж, $E_2 = 10,7$ мДж; *c* — $T = 65\%$, $R = 2$ м, $\Delta t = 100$ мкс, $t = 400$ мкс, $E_1 = 7,2$ мДж, $E_2 = 14,3$ мДж; *d* — $T = 57\%$, $R = 2,5$ м, $\Delta t = 180$ мкс, $t = 380$ мкс, $E_1 = 11$ мДж, $E_2 = 8$ мДж; *e* — $T = 50\%$, $R = 2$ м, $\Delta t = 200$ мкс, $t = 400$ мкс, $E_1 = 12,4$ мДж, $E_2 = 13,8$ мДж; *f* — $T = 27\%$, $R = 2,5$ м, $\Delta t = 300$ мкс, $t = 500$ мкс, $E_1 = 20$ мДж, $E_2 = 9$ мДж

выходного зеркала = 45 %, $t = 400$ мкс, $\Delta t = 100 + 200$ мкс, размеры диафрагмы $r_0/\rho = 1,8$. С уменьшением T возрастает нерегулярность пространственной структуры второго импульса. На рис. 3, *e, f* приведена пространственная структура, полученная при $T = 50$ и $T = 27$ % соответственно. Сравнение большого числа вспышек показало, что в отдельных случаях пространственная структура второго импульса имеет достаточно выраженный керн, в других — пространственная структура представляется практически неповторяющимся набором пятен. Таким образом, при увеличении глубины профиля инверсии, создаваемого первым импульсом, второй импульс является нестационарной многомодовой генерацией. Действительно, как видно из рис. 2, коэффициенты усиления различных мод могут оказаться одинаковыми (кривые пересекаются). Поскольку собственные функции диафрагмированного резонатора, вообще говоря, неортогональны, в процессе генерации возможно перераспределение энергии по модам разложения φ_i^j и, следовательно, трансформация пространственной структуры излучения. Выводы о возможной нестационарности пространственной структуры излучения в лазере с неоднородной инверсией сделаны в [4, 5] для резонатора с большой апертурой.

Приведенные выше результаты позволяют сделать следующие выводы. Для обычной схемы получения двухимпульсной генерации при выборе диафрагмы, достаточной для генерации основной моды в первом импульсе, во втором может осуществляться генерация моды более высокого порядка, многомодовая генерация, генерация «разъюстированной» моды. Причем попытки увеличить селективность резонатора путем уменьшения диаметра диафрагмы, кроме уменьшения энергетического выхода, увеличивают вероятность нестационарности генерации и не позволяют надежно фиксировать пространственную структуру двухимпульсной генерации.

Полученные результаты были использованы при создании голографических интерферометров с задающим лазером, работающим в режиме сдвоенных гигантских импульсов с перестраиваемым в пределах импульса накачки временным интервалом между ними. Параметры лазера были оптимизированы с точки зрения воспроизводимости структуры пучка (близкой к основной моде) во втором импульсе. Созданные интерферометры успешно применялись для исследования крупногабаритных деталей и узлов машин на стадии их испытаний.

В частности, на рис. 4, *a* представлена двухэкспозиционная голографическая интерферограмма, полученная при исследовании методами голографической интерферометрии медико-биологических объектов и характеризующая собой смещение участков тела человека в процессе дыхания, сердцебиения и сокращения группы мышц правой руки. Голографический интерферометр успешно использован не только при работе задающего лазера в двухимпульсном режиме, но и в моноимпульсном для регистрации двухэкспозиционных голографических интерферограмм статичес-

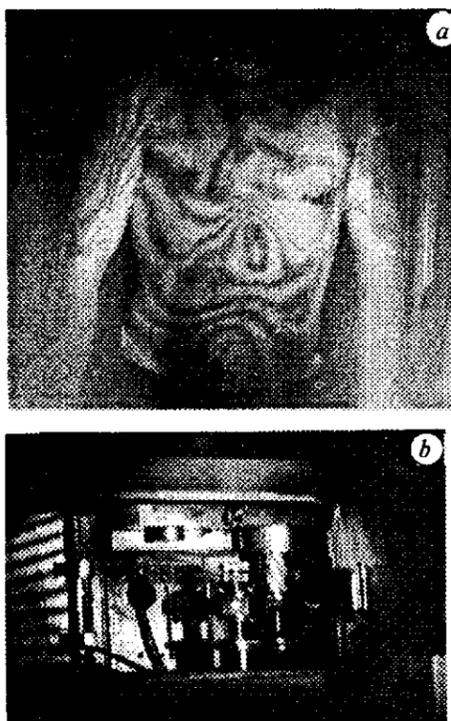


Рис. 4. Голографические интерферограммы тела человека (*a*) и станка для обработки оптических деталей (*b*)

ки нагружаемых объектов. Голографические интерферограммы в этом случае регистрировались при двукратной накачке активных элементов. На рис. 4, б представлена полученная подобным образом голографическая интерферограмма станка для обработки оптических деталей, в котором между экспозициями изменено натяжение ременной передачи.

Таким образом, проведенные исследования показали, что созданные голографические интерферометры на базе рубинового лазера с комбинированным включением добротности электрооптическим затвором и просветляющим фильтром позволяют проводить исследования натуральных крупногабаритных изделий, характера смещений при статическом нагружении этих изделий, а также могут быть использованы для исследования методами голографической интерферометрии и спекл-интерферометрии различных структурно-функциональных свойств нейробиологических объектов в норме и патологии.

Авторы выражают благодарность В. И. Дашкевичу за участие в экспериментальных исследованиях при записи крупногабаритных объектов методами двухэкспозиционной голографической интерферометрии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hirth A. Realisation d'un laser à rubis monomode et application à la holographie des phénomènes ultra rapides // С. г. Acad. Sci. Paris. Ser. B.—1969.—268, N 14.—Р. В961.
2. Тарасов Л. В. Физика процессов в генераторах когерентного оптического излучения.—М.: Радио и связь, 1981.
3. Бровкович В. Г., Тюшкевич Б. Н. Особенности селекции пространственной структуры при ВРМБ с фокусировкой киноформом // Квантовая электрон.—1991.—18, № 1.
4. Летохов В. С., Сучков А. Ф. Динамика генерации гигантского импульса когерентного света // ЖЭТФ.—1967.—52, № 1.
5. Амбарцумян Р. В., Басов Н. Г., Зуев В. С. и др. Структура гигантского импульса излучения лазера с мгновенным включением добротности // ЖЭТФ.—1966.—51, № 2.

Поступило в редакцию 16 марта 1994 г.