

Особенности самокомпенсации трехмерных периодических фазовых искажений в активных средах проточных лазеров

В.В.Лобачев

Разработана математическая модель, позволяющая оптимизировать направление формирования излучения в активной среде с трехмерными периодическими возмущениями. Модель применима для распределений показателя преломления, которые могут быть представлены в мультипликативном виде с разделенными переменными. Анализ реальной структуры возмущений, возникающих за оригинальным сопловым аппаратом непрерывного химического лазера, показал, что оптимальное направление формирования излучения лежит в области частичной самокомпенсации искажений, обеспечивающей приемлемое качество волнового фронта формируемого излучения.

Ключевые слова: оптическое качество активной среды, периодические фазовые возмущения, самокомпенсация фазовых искажений.

1. Введение

Компенсация регулярных разномасштабных периодических неоднородностей в активных средах (АС) газовых лазеров со сверхзвуковой прокачкой компонентов представляется актуальной и сложной задачей. К таким лазерам в первую очередь следует отнести газодинамические лазеры (ГДЛ) и непрерывные химические лазеры (НХЛ), необходимым условием активации которых является термодинамически неравновесное охлаждение рабочей газовой смеси в процессе пропускания ее через последовательность малоразмерных сверхзвуковых сопел – сопловой аппарат (СА).

Размер каждого сопла физически детерминирован, поэтому номинальной выходной мощности лазерного излучения добиваются использованием ансамбля сопел. В этом случае в АС за срезом СА создается сложное пространственно-неоднородное распределение фазовых возмущений, возникающее вследствие взаимодействия соседних сверхзвуковых струй. Очевидно, что для различных компоновок СА пространственная структура неоднородностей будет различна, и это скажется не только на характеристиках направленности формируемого излучения, но и на эффективности использования коррекции фазовых aberrаций.

Исследованию структуры возмущений в АС ГДЛ и НХЛ посвящено большое число работ (напр., [1–5]), в которых представлена более полная библиография по данному вопросу. Однако авторы большинства из них ограничились лишь констатацией интегральной структуры возмущений и определением уровня фазовой неоднородности вдоль направления оптической оси, не рассматривая подробно вопрос о степени влияния каждой разномасштабной составляющей возмущений на расхо-

димось лазерного луча. Отсутствует также простой, но достоверный математический аппарат, позволяющий находить оптимальные условия эффективной самокомпенсации регулярных разномасштабных периодических неоднородностей.

В связи с этим целью настоящей работы является создание специального математического аппарата, позволяющего прогнозировать оптическое качество АС с пространственной структурой периодических возмущений для любой угловой ориентации оптической оси относительно характерных направлений структуры упаковки сопел в СА и направления вниз по потоку, а также проверка работоспособности этого аппарата применительно к АС, формируемой реальным СА НХЛ.

2. Математическая модель

Рассмотрим АС, которая формируется сопловым аппаратом, состоящим из последовательности малоразмерных сверхзвуковых сопел. Необходимо найти оптимальное направление оптической оси формирования излучения относительно характерных направлений заполнения соплами СА, обеспечивающее минимальный уровень искажения ВФ. Поскольку речь идет об исследовании только фазовых возмущений, возможную неоднородность пространственного распределения усиления в АС можно не учитывать.

При описании фазового состояния АС наиболее удобной аппроксимацией трехмерного распределения показателя преломления является функция вида

$$n(x, y, z) = n_0 + n_x(x)n_y(y)n_z(z),$$

где n_0 – среднеобъемное значение показателя преломления, а каждая из пространственных составляющих изменения показателя преломления относительно среднего значения разложима в ряд Фурье

$$n_i(t) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} C_m^t e^{jmt}, \quad t = x, y, z,$$

где x, y, z – некоторые безразмерные координаты;

В.В.Лобачев. Балтийский государственный технический университет «ВОЕНМЕХ» им. Д.Ф.Устинова, Россия, 198005, С.-Петербург, 1-я Красноармейская ул., 1; e-mail: vlobachev@yandex.ru

$$C_m^t = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{+\pi} n_t(\tau) e^{jm\tau} d\tau$$

– коэффициенты ряда Фурье.

Одним из примеров трехмерной периодической структуры возмущений показателя преломления потока АС является среда, сформированная СА ГДЛ с гексагональной упаковкой осесимметричных сверхзвуковых сопел (рис.1.а). Мы рассматриваем трехмерный косоугольный пространственный базис с углом ε между осями x и z . Зададим направление распространения излучения вдоль оси z . Тогда ось y будет определять направление вниз по потоку за срезом СА. Для рассмотренной компоновки сопел $\varepsilon = \pi/3$.

Эффективная самокомпенсация фазовых неоднородностей в АС заключается в поиске оптимального направления распространения излучения через объем с периодическими возмущениями показателя преломления. Для этого вводятся два угла (ρ и θ) переориентации оптической оси z в ось z'' в пространстве (рис.1.б). После поворота вокруг оси y на угол ρ и вокруг оси x' на угол θ имеем следующее преобразование координат:

$$x = (y' \sin \theta - z'' \cos \theta) \sin \rho + x' \cos \rho,$$

$$y = y' \cos \theta - z'' \sin \theta,$$

$$z = (y' \sin \theta + z'' \cos \theta) \cos \rho - x' \sin \rho.$$

С учетом неортогональности осей x и z можно записать окончательное выражение для функции объемного распределения показателя преломления:

$$n(x', y', z'') = n_0$$

$$+ \sum_m \sum_n \sum_k C_m^x C_n^y C_k^z \exp(jA_{mk}x') \exp(jB_{mnk}y') \exp(jC_{mnk}z''),$$

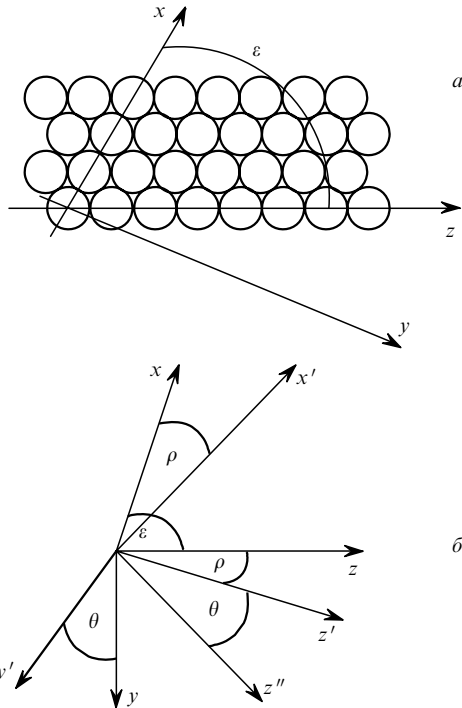


Рис.1. Схема заполнения осесимметричными соплами СА сотовой конструкции (а) и преобразование системы координат для определения оптимального направления вывода излучения (б).

где коэффициенты, зависящие от индексов m, n и k ряда, имеют вид

$$A_{mk} = (m \operatorname{cosec} \varepsilon - k \cot \varepsilon) \cos \rho - k \sin \rho,$$

$$B_{mnk} = (m \operatorname{cosec} \varepsilon - k \cot \varepsilon) \sin \rho \sin \theta$$

$$+ n \cos \theta + k \cos \rho \sin \theta,$$

$$C_{mnk} = (m \operatorname{cosec} \varepsilon - k \cot \varepsilon) \sin \rho \cos \theta$$

$$- n \sin \theta + k \cos \rho \cos \theta.$$

Проведя интегрирование функции $n(x', y', z'')$ вдоль направления оптической оси z'' , получим двумерную действительную функцию оптического пути (набега фазы)

$$F(x', y') = \int_0^{L_z} n(x', y', z'') dz''$$

$$= L_z \sum_m \sum_n \sum_k C_m^x C_n^y C_k^z \exp(jA_{mk}x') \exp(jB_{mnk}y')$$

$$\times \left[-\operatorname{sinc} \left(\frac{L_z}{\pi} C_{nmk} \right) + j \operatorname{sinc} \left(\frac{L_z}{2\pi} C_{nmk} \right) \sin \left(\frac{L_z}{2} C_{nmk} \right) \right],$$

где $\operatorname{sinc}(x) = \sin(\pi x)/(\pi x)$; L_z – геометрический путь распространения излучения в АС вдоль направления оптической оси z'' . При интегрировании опущена постоянная составляющая набега фазы $n_0 L_z$, которая в силу очевидной независимости n_0 от ρ и θ не будет вносить никакого вклада в оптическое качество АС вдоль оси z'' с любой ее угловой ориентацией в пространстве.

Понятно, что функция $F(x', y')$ с точностью до некоторого постоянного множителя описывает волновой фронт (ВФ) излучения после прохождения им АС с распределением показателя преломления $n(x', y', z'')$. При этом важно, что изначально подразумевается наличие большого числа периодов возмущений ВФ в апертуре $L_x \times L_y$, т. е. ВФ свободен от искажения типа «оптический клин». Следовательно, кратный интеграл от квадрата этой функции по площади апертуры заданного размера будет представлять собой разброс D набега фазы ВФ относительно среднего уровня, являющийся, как известно, критерием оптического качества АС и связанной с ним расходимости лазерного излучения. Следует иметь в виду и то, что D является функцией углов ρ и θ , т. е.

$$D(\rho, \theta) = \int_{-L_x/2}^{+L_x/2} \int_{-L_y/2}^{+L_y/2} F^2(x', y') dy' dx'$$

$$= L_x L_y L_z^2 \sum_{m_1} \sum_{m_2} \sum_{n_1} \sum_{n_2} \sum_{k_1} \sum_{k_2} C_{m_1}^x C_{m_2}^x C_{n_1}^y C_{n_2}^y C_{k_1}^z C_{k_2}^z$$

$$\times \operatorname{sinc} \left[\frac{L_x}{2\pi} (A_{m_1 k_1} + A_{m_2 k_2}) \right] \operatorname{sinc} \left[\frac{L_y}{2\pi} (B_{m_1 n_1 k_1} + B_{m_2 n_2 k_2}) \right]$$

$$\times \left[-\operatorname{sinc} \left(\frac{L_z}{\pi} C_{m_1 n_1 k_1} \right) + j \operatorname{sinc} \left(\frac{L_z}{2\pi} C_{m_1 n_1 k_1} \right) \right]$$

$$\begin{aligned} &\times \sin\left(\frac{L_z}{2} C_{m_1 n_1 k_1}\right) \left[-\operatorname{sinc}\left(\frac{L_z}{\pi} C_{m_2 n_2 k_2}\right) \right. \\ &\left. + j \operatorname{sinc}\left(\frac{L_z}{2\pi} C_{m_2 n_2 k_2}\right) \sin\left(\frac{L_z}{2} C_{m_2 n_2 k_2}\right) \right]; \end{aligned}$$

при этом D , как и оптический путь, есть вещественная функция.

В качестве примера рассмотрим три функции объемного распределения показателя преломления: $n(x, y, z) = \sin(x)$, $n(x, y, z) = \sin(x) \sin(y)$ и $n(x, y, z) = \sin(x) \times \sin(y) \sin(z)$. Для простоты полагаем, что $n_0 = 0$. Если $L_x = L_y = 10\pi$, $L_z = 20\pi$ и $\varepsilon = \pi/3$ (упаковка сопел, представленная на рис.1,а), то зависимость $\lg D$ от комбинации углов ρ и θ будет выглядеть так, как показано на рис.2. Тестовые расчеты подтвердили известный экспериментальный факт [4], что при традиционной ориентации рядов сопел в СА относительно направления вывода излучения ($\rho = 0$ и $\theta = 0$) за счет резонансного накопления возмущений в ВФ формируется, как правило, неблагоприятный разброс фаз, т.е. низкое оптическое качество АС для данного направления распространения излучения.

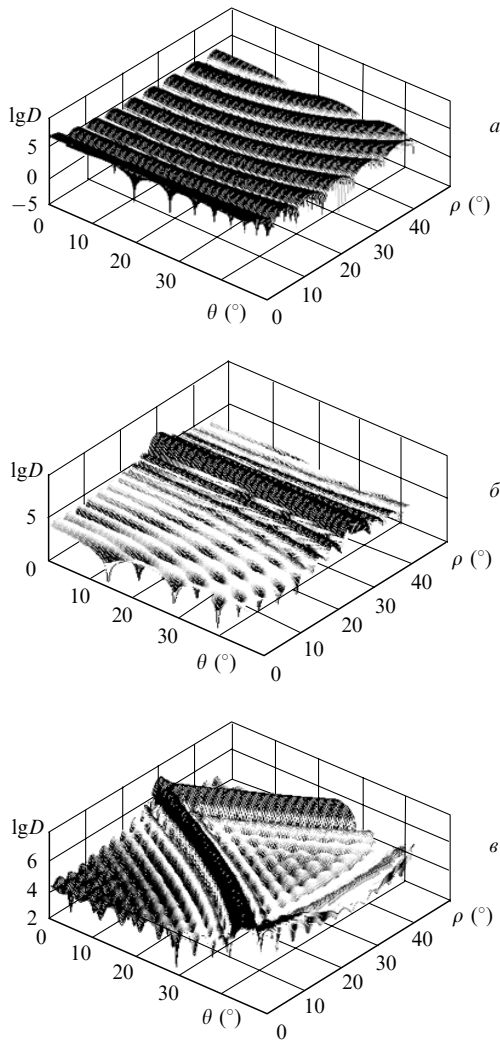


Рис.2. Зависимость $\lg D$ от углов ρ и θ ориентации направления вывода излучения для трех функций объемного распределения показателя преломления: $n(x, y, z) = \sin(x)$ (а), $n(x, y, z) = \sin(x) \sin(y)$ (б) и $n(x, y, z) = \sin(x) \sin(y) \sin(z)$ (в).

Изменением ориентации оптической оси вывода излучения можно добиться существенного снижения интегральных возмущений на длине зондирования L_z . В процессе моделирования установлено, что при оптимальных направлениях распространения излучения разброс ВФ может быть на несколько порядков меньше, чем при традиционном прохождении излучения ($\rho = 0$ и $\theta = 0$).

Понятно, что чем сложнее структура исследуемого объемного распределения показателя преломления $n(x, y, z)$, тем более сложна и зависимость величины разброса ВФ от комбинации углов ρ и θ . Однако всегда могут иметь место сочетания углов, обеспечивающие допустимый разброс ВФ излучения при усреднении регулярных периодических возмущений. Это обстоятельство очевидно из рассмотренного примера (см. рис.2).

В реальности, когда протяженность СА крупногабаритного лазера в направлении распространения излучения велика, оптимальное усреднение возмущений достигается совсем незначительным наклоном оптической оси относительно характерного направления расположения возмущающих элементов в СА (в случае, когда речь идет об однопроходном лазерном усилителе). Для лазера-генератора с резонатором со сферическими зеркалами, в котором изначально реализуется наклонное прохождение лучей по АС, всегда имеет место частичная самокомпенсация фазовых искажений практически всех пространственных масштабов.

3. Анализ результатов экспериментального исследования АС НХЛ

Рассмотренная модель применялась для поиска оптимальных условий реализации самокомпенсационного механизма при распространении излучения в возмущениях сложной структуры, формируемых реальным СА НХЛ [5, 6]. В СА, схема которого представлена на рис.3, имеются несколько «возмущающих элементов», поэтому искажения ВФ носят сугубо многомасштабный характер [5, 7]. Помимо поиска оптимального направления вывода излучения важно проследить, как повлияет самокомпенсация фазового возмущения одного пространственного масштаба на возмущения других масштабов.

Период расположения в СА лопаток, содержащих сопла для подачи горячего, $P = 6$ мм, период расположения сопел для подачи вторичного горячего $P_2 = 1$ мм и период расположения технологических перемычек в

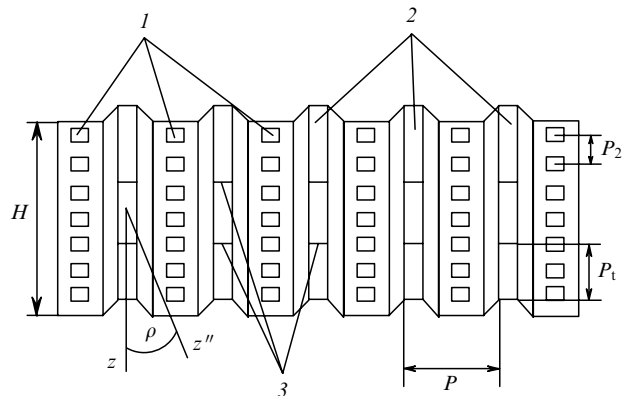


Рис.3. Схема СА НХЛ [5, 6]: 1 – плоские сопла для подачи горячего; 2 – сопла для подачи вторичного окислителя; 3 – внутрисопловые технологические перемычки.

каждом сопле для подачи окислителя $P_1 = 21$ мм. Интерферометрия потока АС [5, 7] за СА позволила определить интенсивность (амплитуду модуляции) каждого обнаруженного периодического возмущения. Обработка интерферограмм показала, что наибольшую интенсивность имеет возмущение с периодом P , возникающее в перпендикулярном кромкам плоских сопел направлении. Разброс набега фаз ВФ излучения с длиной волны 3 мкм на геометрическом пути 220 мм (равен двум проходам по ширине модуля СА, или высоте сопловой лопатки $H = 110$ мм) составляет 0.55 рад^2 . Столь высокая интенсивность возмущения связана с образованием в потоке ударных волн, возникающих в результате взаимодействия соседних сверхзвуковых струй окислителя. Мелкомасштабная неоднородность на таком же геометрическом пути, возникающая из-за дискретной подачи вторичного горючего при $P_2 = 1$ мм, но в ортогональном направлении, имеет разброс ВФ излучения 0.006 рад^2 ; разброс в этом же направлении, обусловленный влиянием технологических перемычек, составил 0.022 рад^2 .

При высоте сопловой лопатки H для самокомпенсации искажения с периодом P необходимо ориентировать направление вывода излучения относительно кромок лопаток на минимально достаточный угол $\rho_{\text{opt}} = \arctan(P/H) = 3.12^\circ$ относительно наиболее неблагоприятного направления, совпадающего с осью z , а для периодов P_2 и P_1 – на углы 89.48° и 79° . Следует обратить внимание на то, что для искажений с периодами P_2 и P_1 самым неблагоприятным является направление распространения излучения под углом 90° .

Для апертуры $L_x = L_y = 50$ мм получена зависимость разброса набега фазы D каждого в отдельности периодического искажения от угла $\rho = 0 - 35^\circ$ ориентации направления вывода излучения относительно кромок лопаток (рис.4). Отсутствие более полных экспериментальных данных не позволило провести анализ зависимости D от угла θ ориентации оптической оси относительно направления вниз по потоку, поэтому при моделировании принималось $\theta = 0$.

При $\rho = 0$ пространственные искажения с периодами P_2 и P_1 усредняются, интегрально внося свой вклад в амплитуду искажения с периодом P . По мере увеличения угла ρ искажения с периодами P_2 и P_1 начинают проявляться самостоятельно, о чем свидетельствует подъем кривых 2 и 3 (см. рис.4). В то же время все кривые проявляют

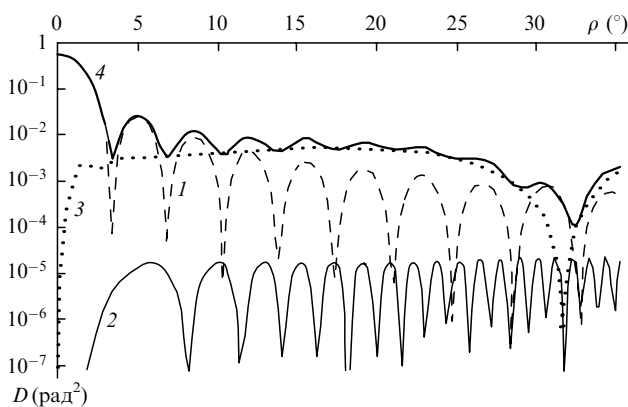


Рис.4. Зависимость дисперсии регулярных периодических искажений от угла ρ ориентации направления зондирования АС НХЛ (1, 2, 3 – искажения с периодом P , P_2 и P_1 соответственно; 4 – суперпозиция искажений).

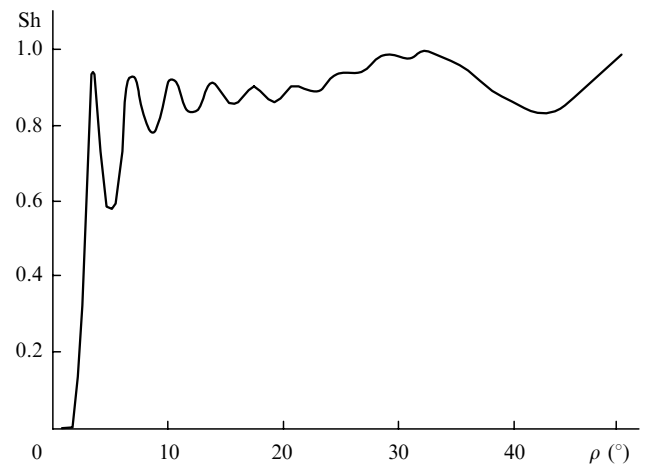


Рис.5. Зависимость числа Sh от угла ρ ориентации направления вывода излучения относительно кромок лопаток.

тенденцию к периодическому снижению величины разброса до минимального уровня для каждого возмущения при определенных значениях угла ρ , что собственно и подтверждает действие самокомпенсации для каждой из этих периодических аберраций.

Результирующая кривая 4 (интегральное искажение) также имеет явно выраженные минимальные значения разброса D , которые, правда, несколько отличаются от условия полной самокомпенсации (т. е. $D \rightarrow 0$), имеющего место на каждой из кривых 1–3. Тем не менее разброс фазы ВФ в каждом локальном минимуме на кривой 4 остается во много раз меньше его самого неблагоприятного значения при $\rho = 0$.

Другими словами, при $\rho_{\text{opt}} = 3.12^\circ$ происходит полная самокомпенсация наиболее интенсивного фазового искажения с периодом P . И хотя при таком угле распространения излучения проявляются остальные периодические искажения, их влияние остается пока вполне допустимым. Прямым подтверждением незначительности такого влияния на пространственные периодические искажения является тенденция изменения зависимости числа Штреля Sh от угла ρ , показанная на рис.5. Эта зависимость построена для однопроходного усилителя с СА, состоящим из девяти модулей [6] с суммарной протяженностью по лучу 1 м.

При использовании правил пересчета разброса регулярного искажения ВФ при масштабировании среды распространения [7] было получено, что при $\rho_{\text{opt}} = 3.12^\circ$ для модульного СА число Sh ~ 0.95 , что говорит об очень высокой оптической однородности АС для этого направления. Однако уже при $\rho \sim 1.5\rho_{\text{opt}} = 4.68^\circ$ имеет место резкое ухудшение оптического качества АС, выражающееся в снижении Sh практически до предельно допустимого уровня (~ 0.6). Это означает, что для обеспечения максимального значения Sh необходима крайне точная юстировка оптической оси на угол ρ_{opt} .

На практике, исходя из поведения кривой на рис.5, для обеспечения приемлемой оптической однородности АС при не слишком жестких требованиях к юстировке целесообразно ориентировать направление оптической оси под углом $15^\circ < \rho < 30^\circ$, что гарантирует соблюдение условия $Sh > 0.8$. Именно в этом интервале угла ρ имеет место наиболее приемлемый компромисс, выражающийся в частичной самокомпенсации искажений разных пространственных масштабов.

4. Заключение

Разработанная модель позволяет достоверно прогнозировать оптимальную пространственную ориентацию оси вывода излучения в прокачанном лазере относительно как структуры заполнения СА соплами, так и направления вниз по потоку. Последнее обеспечивает минимальные aberrации ВФ излучения, проходящего через АС. Необходимыми условиями применимости модели являются возможность представления функции показателя преломления в мультипликативном виде с разделяющимися переменными и возможность разложения каждой ее пространственной компоненты в ряд Фурье.

Данный математический аппарат использовался для анализа возмущений в АС за срезом реального СА НХЛ, что подтвердило эффективность самокомпенсационного механизма коррекции разномасштабных пространственных фазовых неоднородностей в АС. Оказалось, что для получения АС приемлемого оптического качества опти-

мальной является частичная самокомпенсация фазовых искажений.

1. Баскаев П.Ю., Лавров А.В., Лобачев В.В. *Квантовая электроника*, **25**, 507 (1998).
2. Новоселов А.Г., Пустогаров А.А., Чернышев С.М., Шарков В.Ф., Шиповских А.В. В сб. *Физическая газодинамика: экспериментальное моделирование и диагностика* (Минск: изд-е ИТПМ, 1985, с.134-147).
3. Кталхерман М.Г., Мальков В.М. *ЖПМТФ*, **34**, 20 (1993)
4. Борейшо А.С., Дуюнов С.И., Лобачев В.В., Морозов А.В., Попов А.Г. *ЖПМТФ*, **4**, 94 (1989).
5. Башкин А.С., Борейшо А.С., Лобачев В.В., Мошков В.Л., Федоров И.А. *Квантовая электроника*, **23**, 1 (1996).
6. Башкин А.С., Коротков П.И., Максимов Ю.П., Пельменев А.Г., Пирогов Н.А., Родионов А.Ю., Смирнов В.Е., Степанов А.А., Трошечков С.В., Шехтман В.Н. *Квантовая электроника*, **24**, 786 (1997).
7. Башкин А.С., Лобачев В.В., Федоров И.А. *Квантовая электроника*, **24**, 173 (1997).