

# Двухцветная генерация в твердотельном лазере с дисперсионным резонатором

В.Г.Воронин, К.П.Долгалёва, О.Е.Наний

*Исследованы выходные характеристики двухцветного лазера на  $YAG:Nd^{3+}$  с дисперсионным резонатором, генерирующего на длинах волн  $\lambda_1 = 1.32$  мкм и  $\lambda_2 = 1.06$  мкм. Продемонстрировано увеличение области стабильной двухцветной генерации за счет ослабления конкуренции при пространственном разделении каналов. Исследовано влияние размеров накачиваемой области на конкуренцию каналов генерации и КПД лазера. Показано, что при использовании одного источника накачки ослабление конкуренции волн сопровождается снижением КПД. Предложена новая конструкция двухканального лазера с двумя источниками накачки, обеспечивающая повышение стабильности двухцветной генерации без уменьшения КПД.*

**Ключевые слова:** дисперсионный резонатор, твердотельный лазер, двухцветная генерация.

## Введение

Интерес к исследованию твердотельных лазеров, генерирующих одновременно на двух длинах волн (будем называть такие лазеры двухцветными), объясняется широкими возможностями практического применения двухцветных лазеров, в первую очередь для прецизионных измерений с использованием дифференциальной методики [1–8], и технологическими преимуществами нового поколения твердотельных лазеров с монохроматической накачкой [9]. Для практического применения двухцветных лазеров необходима высокая стабильность их выходных параметров. Наличие же сильного конкурентного взаимодействия различных длин волн в активном элементе приводит к амплитудной нестабильности выходного излучения. При модуляции потеря в одном из каналов генерации в таких лазерах возможно возникновение сложных динамических режимов генерации [10].

Ранее была продемонстрирована возможность получения двухцветных режимов генерации с длинами волн  $\lambda_1 = 1.32$  мкм и  $\lambda_2 = 1.06$  мкм в лазерах на  $YAG:Nd^{3+}$  различных конструкций [11–15]. Однако высокая чувствительность двухцветной генерации к потерям на любой из двух волн не позволила получить стабильность, близкую к стабильности излучения одноцветного лазера с монохроматической накачкой [9].

В работе теоретически и экспериментально исследуется двухцветный твердотельный лазер на  $YAG:Nd^{3+}$  с дисперсионным резонатором.

## 1. Механизм ослабления конкуренции каналов генерации и конструкция лазера

Механизм ослабления конкуренции каналов генерации двухцветного лазера основан на пространственном (перпендикулярно оптической оси) разделении каналов

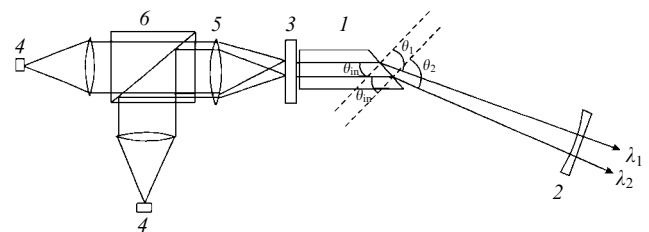


Рис.1. Оптическая схема двухцветного лазера с дисперсионным резонатором:

1 – активный элемент; 2 – выходное сферическое зеркало; 3 – входное дихроичное зеркало; 4 – источники накачки; 5 – фокусирующая система; 6 – поляризационная призма.

генерации в активном элементе. Ранее этот механизм использовался, например, в двухчастотных газовых лазерах [16], двухцветных лазерах на красителях и центрах окраски [7].

Оптическая схема двухцветного лазера с дисперсионным резонатором, поясняющая появление пространственного разделения каналов генерации, приведена на рис.1, на котором показаны ход лучей и геометрические соотношения между направлениями распространения лучей внутри резонатора. Поскольку пучки излучения с длинами волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  вблизи плоского зеркала резонатора параллельны, то углы падения  $\theta_{in}$  этих пучков на выходную поверхность, срезанную под углом Брюстера, также одинаковы. Угол падения  $\theta_{in}$  совпадает с внутренним углом Брюстера для длины волны  $\lambda_1$ , на которой коэффициент усиления меньше, чем на длине волны  $\lambda_2$ . Углы преломления  $\theta_1, \theta_2$  двух выходных лучей различны и определяются выражением  $\theta_{1,2} = \arcsin(n_{1,2} \sin \theta_{in})$ , разность этих углов  $\Delta\theta_{1,2} = \arcsin(n_1 \sin \theta_{in}) - \arcsin(n_2 \sin \theta_{in})$ . Здесь  $n_1, n_2$  – показатели преломления активного элемента на соответствующих длинах волн.

Таким образом, в рассматриваемом лазере световые пучки с различными длинами волн (точнее, их оптические оси) оказываются пространственно сдвинутыми относительно друг друга в направлении, перпендикулярном нормали к плоскому зеркалу, что приводит к их неполному пространственному перекрытию в активном элементе.

те. Как известно, уменьшение пространственного перекрытия каналов генерации в двухканальных лазерах стабилизирует режим двухканальной генерации [7, 14–16].

## 2. Теоретическая модель

Рассмотрим особенности двухцветной генерации в лазере с дисперсионным резонатором и торцевой монохроматической накачкой в следующих приближениях:

– излучение на каждой из двух длин волн равномерно заполняет резонатор в продольном направлении (это всегда выполняется в лазере бегущей волны и в линейном лазере в многомодовом по продольному индексу режиме);

– пространственное распределение поля излучения в генерируемых каналах совпадает с пространственным распределением основной (или некоторой другой) моды холодного резонатора на соответствующей длине волны, т. е. деформация мод не учитывается (это достаточно хорошо выполняется в рассматриваемых нами лазерах с непрерывной монохроматической накачкой, работающих при малых коэффициентах усиления активного вещества);

– комбинационное взаимодействие двух каналов пренебрежимо мало;

– оба канала генерации работают по четырехуровневой схеме, причем время жизни нижнего рабочего уровня пренебрежимо мало.

Если сделанные предположения выполнены, то для описания поля каждого канала нам необходима только одна переменная, характеризующая канал генерации в целом. Например, мы можем использовать полное число фотонов в каждом канале  $\Phi_i$ , где  $i = 1, 2$ . Распределение плотности числа фотонов в канале в этом случае дается выражением

$$\phi_i(\mathbf{r}) = \frac{\Phi_i |U_i(\mathbf{r})|^2}{\int_V |U_i(\mathbf{r})|^2 dV}, \quad (1)$$

где  $|U_i(\mathbf{r})|$  – известная функция, описывающая амплитуду  $i$ -й моды холодного резонатора;  $V$  – объем резонатора.

Уравнение для полного числа фотонов в моде имеет вид

$$\frac{d\Phi_i}{dt} = -\frac{\Phi_i}{\tau_\phi} + \int_V \Delta N_i(\mathbf{r}) D_i \frac{\Phi_i |U_i(\mathbf{r})|^2}{\int_V |U_i(\mathbf{r})|^2 dV} dV, \quad (2)$$

где  $\Delta N_i(\mathbf{r})$  – плотность инверсии населенностей  $i$ -го канала;  $D_i = c\sigma_i^{\text{int}}/n_i$ ;  $\sigma_i^{\text{int}}$  – сечение взаимодействия с излучением  $i$ -го канала;  $c$  – скорость света в вакууме;  $n_i$  – показатель преломления среды на длине волны  $i$ -го канала;  $\tau_\phi$  – время затухания поля в холодном резонаторе.

Уравнение для плотности инверсии населенностей запишем в виде

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \Delta N_{1,2}(\mathbf{r}) &= R_{\text{pump}}(\mathbf{r}) - \frac{\Delta N_{1,2}(\mathbf{r})}{T_1} - D_{1,2} \Delta N_0(\mathbf{r}) \\ &\times \frac{\Phi_{1,2} |U_{1,2}(\mathbf{r})|^2}{\int_V |U_{1,2}(\mathbf{r})|^2 dV} - D_{2,1} \Delta N_0(\mathbf{r}) \frac{\Phi_{2,1} |U_{2,1}(\mathbf{r})|^2}{\int_V |U_{2,1}(\mathbf{r})|^2 dV}, \quad (3) \end{aligned}$$

где  $T_1$  – время релаксации инверсной населенности;

$$R_{\text{pump}}(\mathbf{r}) = W_{\text{pump}} \frac{|U_{\text{pump}}(\mathbf{r})|^2}{\int_V |U_{\text{pump}}(\mathbf{r})|^2 dV}$$

– скорость накачки;  $W_{\text{pump}}$  – средняя скорость накачки;  $U_{\text{pump}}(\mathbf{r})$  – известная функция, описывающая пространственное распределение амплитуды излучения накачки;

$$\Delta N_0(\mathbf{r}) = R_{\text{pump}}(\mathbf{r}) T_1 = W_{\text{pump}} T_1 \frac{|U_{\text{pump}}(\mathbf{r})|^2}{\int_V |U_{\text{pump}}(\mathbf{r})|^2 dV} \quad (4)$$

– стационарная плотность инверсной населенности. Введем инкремент (коэффициент) усиления

$$W_i^{\text{for}} = D_i \frac{\int_V \Delta N_i(\mathbf{r}) |U_i(\mathbf{r})|^2 dV}{\int_V |U_i(\mathbf{r})|^2 dV}$$

и преобразуем уравнение (2) к виду

$$\frac{d\Phi_i}{dt} = -\frac{\Phi_i}{\tau_\phi} + \Phi_i W_i^{\text{for}}. \quad (5)$$

Умножив обе части (3) на  $D_i |U_i(\mathbf{r})|^2 / \int_V |U_i(\mathbf{r})|^2 dV$ , подставив в результат выражение (4) в предположении, что превышение накачки над порогом незначительно, и проинтегрировав по объему резонатора, получим для коэффициента усиления уравнение

$$\begin{aligned} \frac{dW_i^{\text{for}}}{dt} &= W_{\text{pump}} D_i \frac{\int_V |U_{\text{pump}}(\mathbf{r})|^2 |U_i(\mathbf{r})|^2 dV}{\int_V |U_{\text{pump}}(\mathbf{r})|^2 dV \int_V |U_i(\mathbf{r})|^2 dV} - \frac{W_i^{\text{for}}}{T_1} \\ &- W_{\text{pump}} D_i^2 T_1 \Phi_i \frac{\int_V |U_{\text{pump}}(\mathbf{r})|^2 |U_i(\mathbf{r})|^4 dV}{\int_V |U_{\text{pump}}(\mathbf{r})|^2 dV \left[ \int_V |U_i(\mathbf{r})|^2 dV \right]^2} \\ &- W_{\text{pump}} D_i D_j T_1 \Phi_j \end{aligned} \quad (6)$$

$$\times \frac{\int_V |U_{\text{pump}}(\mathbf{r})|^2 |U_i(\mathbf{r})|^2 |U_j(\mathbf{r})|^2 dV}{\int_V |U_{\text{pump}}(\mathbf{r})|^2 dV \int_V |U_i(\mathbf{r})|^2 dV \int_V |U_j(\mathbf{r})|^2 dV}.$$

Введем следующие нормированные (безразмерные) переменные: время  $\tau = t/T_1$ ; выходная мощность

$$I_i = \Phi_i / \Phi_0,$$

где

$$\Phi_0 = \frac{\int_V |U_{\text{pump}}(\mathbf{r})|^2 |U_i(\mathbf{r})|^2 dV}{T_1 D_i};$$

коэффициент усиления  $m_i = \tau_\phi W_i^{\text{for}}$ ; параметр  $G = T_1 / \tau_\phi$ ; скорости накачки

$$\alpha_i = T_1 \tau_\phi W_{\text{pump}} \frac{D_i}{V_i^{\text{dif}}},$$

где

$$V_i^{dif} = \frac{\int_V |U_{pump}(r)|^2 dV \int_V |U_i(r)|^2 dV}{\int_V |U_{pump}(r)|^2 |U_i(r)|^2 dV};$$

коэффициенты самонасыщения и кросс-насыщения соответственно

$$\xi_{ii} = \frac{\int_V |U_{pump}(r)|^2 |U_i(r)|^4 dV}{\int_V |U_i(r)|^2 dV},$$

$$\xi_{ij} = \frac{D_j \int_V |U_{pump}(r)|^2 |U_i(r)|^2 |U_j(r)|^2 dV}{D_i \int_V |U_j(r)|^2 dV}.$$

В новых обозначениях уравнения (5), (6) сводятся к известной системе нормированных уравнений:

$$\frac{dI_i}{d\tau} = (m_i - 1)I_i G, \tag{7}$$

$$\frac{dm_i}{d\tau} = \alpha_i - m_i(1 + \xi_{ii}I_i + \xi_{ij}I_j).$$

Стационарные решения системы (7) хорошо известны и имеют вид

$$m_i = 1, \quad I_i = \frac{\xi_{jj}(\alpha_i - 1) - \xi_{ij}(\alpha_j - 1)}{\xi_{ii}\xi_{jj} - \xi_{ij}\xi_{ji}}. \tag{8}$$

На установление двухканальной генерации и ее стабильность существенно влияют самонасыщение и кросс-насыщение каналов активного элемента, описываемые коэффициентами  $\xi_{ii}$  и  $\xi_{ij}$ . Двухканальная генерация становится устойчивее при ослаблении конкуренции каналов, связанном с уменьшением коэффициентов кросс-насыщения  $\xi_{ij}$ .

В исследуемом лазере (рис.1) одним из способов ослабления конкуренции каналов генерации является уменьшение их пространственного перекрытия в активном элементе. Перемещая сферическое зеркало относительно активного элемента, можно изменять перекрытие каналов. Чем ближе к активному элементу расположено сферическое зеркало, тем больше пространственное разделение каналов и тем меньше они конкурируют. Зависимости

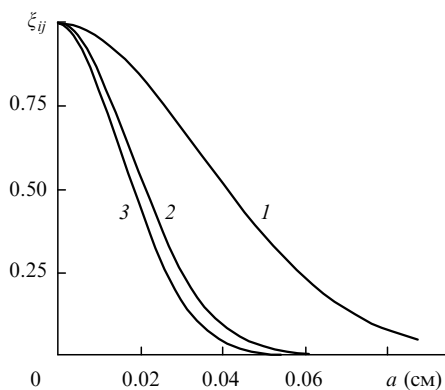


Рис.2. Зависимости коэффициентов кросс-насыщения  $\xi_{ij}$  от расстояния между каналами генерации  $a$  при диаметре пучка накачки  $w_p = 0.01$  (1), 0.03 (2) и 0.06 см (3). Накачка симметрична относительно двух каналов генерации.

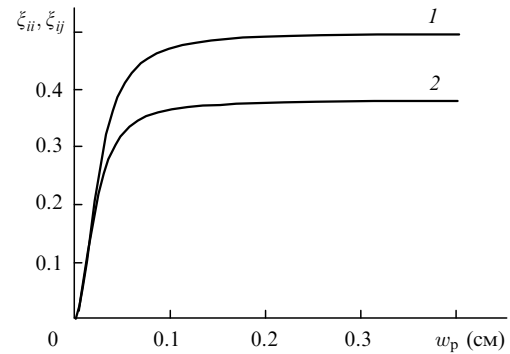


Рис.3. Зависимости коэффициентов самонасыщения (1) и кросс-насыщения (2) от диаметра пятна накачки при  $w_{1,2} = 0.3$  мм и  $a = 0.11$  мм. Накачка симметрична относительно двух каналов генерации.

коэффициентов кросс-насыщения от расстояния между каналами генерации для нескольких диаметров пятна накачки приведены на рис.2. Увеличение длины резонатора сопровождается уменьшением коэффициентов кросс-насыщения.

На рис.3 приведены зависимости коэффициентов само- и кросс-насыщения от диаметра пятна накачки для  $w_{1,2} = 0.3$  мм,  $a = 0.11$  мм ( $w_{1,2}$  – диаметры мод двух каналов генерации на соответствующих длинах волн;  $a$  – расстояние между каналами генерации). Кривые на рис.3 соответствуют симметричной настройке пучка накачки относительно двух каналов генерации.

При смещении пучка накачки относительно симметричного положения изменяются как коэффициенты само- и кросс-насыщения, так и параметры  $\alpha_i$ . Зависимости  $\xi_{ii}$  и  $\xi_{ij}$  от смещения пятна накачки из центрального положения приведены на рис.4.

Нормированные мощности каналов генерации рассчитаны с использованием формулы (8) и выражений для  $\alpha_i, \xi_{ii}, \xi_{ij}$ . Расчеты выполнялись в приближении отсутствия генерации на модах более высокого порядка. На рис.5 показаны зависимости выходных мощностей каждого из двух каналов от смещения пятна накачки относительно симметричного положения.

Проведенный анализ показал, что для увеличения стабильности двухканальной генерации необходимо увеличивать размеры накачиваемой области. Однако увеличение диаметра пятна накачки приводит к уменьшению КПД преобразования мощности накачки в выходную мощность лазера. В связи с этим нами предложена схе-

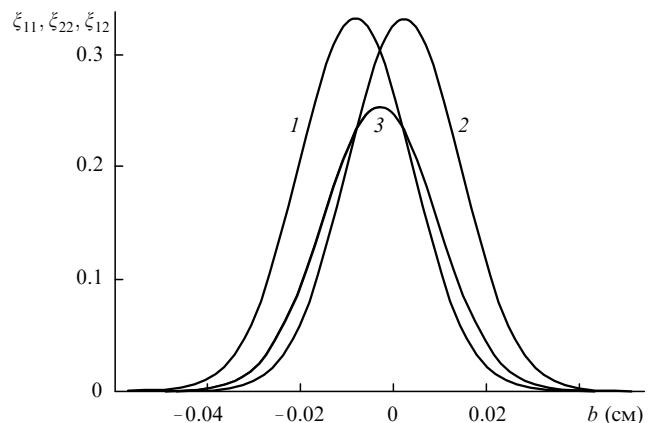


Рис.4. Зависимости коэффициентов самонасыщения  $\xi_{11}$  (1),  $\xi_{22}$  (2) и кросс-насыщения  $\xi_{12}$  (3) от смещения  $b$  пучка накачки в направлении, перпендикулярном оптической оси, при  $w_p = 0.03$  см и  $a = 0.011$  см.

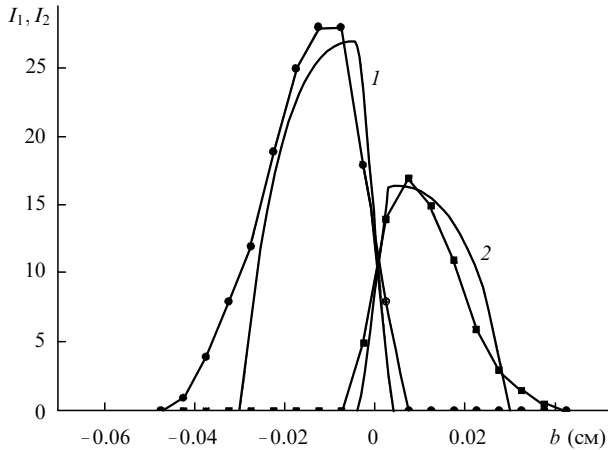


Рис.5. Теоретические (сплошные кривые) и экспериментальные (точки) зависимости нормированных мощностей первого (1, ●) и второго (2, ■) каналов генерации от смещения  $b$  пучка накачки в направлении, перпендикулярном оптической оси, при  $w_p = 0.03$  см и  $a = 0.011$  см.

ма, обеспечивающая уменьшение коэффициентов перекрытия при сохранении высокого КПД. В этой схеме используется второй лазер накачки, причем пучок излучения первого лазера фокусируется в перетяжку первого канала генерации, а пучок излучения второго – в перетяжку второго канала (см. рис.1).

Коэффициенты само- и кросс-насыщения в этой схеме определяются следующими выражениями:

$$\xi_{ii} = \frac{\int_V (|U_{1pump}(r)|^2 + |U_{2pump}(r)|^2) |U_i(r)|^4 dV}{\int_V |U_i(r)|^2 dV},$$

$$\xi_{ij} = \frac{D_j}{D_i} \frac{\int_V (|U_{1pump}(r)|^2 + |U_{2pump}(r)|^2) |U_i(r)|^2 |U_j(r)|^2 dV}{\int_V |U_j(r)|^2 dV}.$$

В данной схеме накачка осуществляется двумя лазерами с ортогональными поляризациями, излучение которых смешивается на поляризационном смесителе.

### 3. Сравнение теории и эксперимента

Теоретические выводы сравнивались с результатами экспериментальных исследований лазера с дисперсионным резонатором и монохроматической накачкой.

В оптической схеме экспериментальной установки (рис.1) активный элемент 1 был срезан под углом Брюстера для  $\lambda_1 = 1.32$  мкм. Выходное сферическое зеркало 2 с радиусом кривизны 200 мм имело коэффициенты отражения  $R_1 = 97\%$  и  $R_2 = 82\%$  для  $\lambda_1 = 1.32$  мкм и  $\lambda_2 = 1.06$  мкм соответственно. Дихроичное зеркало 3 имело высокие коэффициенты отражения (99%) на двух длинах волн генерации и пропускание  $T = 92\%$  на длине волны накачки.

В качестве источника накачки использовался аргоновый лазер. С помощью интерференционного фильтра выделялась линия с  $\lambda = 0.5145$  мкм, лежащая в полосе поглощения ионов  $Nd^{3+}$ . Максимальная мощность пучка накачки после прохождения интерференционного фильтра составляла  $\sim 1.5$  Вт. Излучение аргонового лазера фокусировалось линзой 5 ( $F = 180$  мм) на передний торец

активного элемента 1. Управление параметрами генерации осуществлялось при помощи изменения температуры кристалла  $YAG:Nd^{3+}$  термостатом, а также путем пространственного перемещения активного элемента в плоскости, перпендикулярной пучку накачки, в направлении пространственного разделения генерируемых волн. Контроль временных зависимостей выходных мощностей излучения на  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  осуществлялся с помощью широкополосного фотодиода (для  $\lambda_2$ ), фотосопротивления (для  $\lambda_1$ ) и многоканального осциллографа. Средние мощности излучения в обоих каналах регистрировались с помощью измерителя мощности ИМО-2.

Проведенные исследования показали, что оптимальное положение активного элемента позволяет осуществить в области мощностей накачки  $300 \text{ мВт} < P < 1500 \text{ мВт}$  одновременную непрерывную генерацию на двух длинах волн  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  без использования термоподстройки при нормальной комнатной температуре. При этом возможно эффективное управление выходными мощностями генерируемых волн (в двухволновом режиме) при перемещении области накачки вдоль торца активного элемента. Экспериментальные зависимости выходных мощностей генерации от смещения области накачки показаны на рис.5 точками. Видно хорошее качественное и количественное совпадение экспериментальных и теоретических результатов.

Экспериментально подтвержден также вывод о расширении области существования двухцветной генерации при увеличении пятна накачки. Однако снижение КПД двухцветного лазера при расширении пятна накачки делает этот метод стабилизации двухцветной генерации малоперспективным. Для экспериментальной проверки эффективности предложенной в настоящей работе схемы двухволнового лазера с накачкой двумя независимыми полупроводниковыми лазерами с оптимальными размерами накачиваемых областей (см. рис.1) был проведен модельный эксперимент. Излучение двух независимых полупроводниковых лазеров моделировалось аргоновым лазером, на выходе которого устанавливался делительный блок, включающий в себя поляризационную призму. При помощи делительного блока пучок накачки расщеплялся на два ортогонально поляризованных пучка равной мощности. Эти пучки затем объединялись поляризационным кубом 6, фокусировались оптической системой 5 и попадали в активный элемент 1.

При накачке двумя пучками существенно (более чем в четыре раза) увеличился КПД генерации при одновременном уменьшении относительной нестабильности выходной мощности до 0.003 в полосе частот от 10 Гц до 1 кГц для  $\lambda_1$ . Достигнутый КПД двухцветного лазера практически равен КПД одноцветного лазера при генерации на длине волны  $\lambda_1$ .

### Заключение

Таким образом, пространственное разделение каналов генерации в активном элементе за счет использования дисперсионного резонатора является эффективным средством уменьшения конкуренции каналов, расширения области существования и повышения стабильности двухцветной генерации. Однако применение одного источника накачки не позволяет добиться уменьшения конкуренции каналов без одновременного снижения КПД лазера.

Описанная в данной работе схема лазера, использующая два независимо настраиваемых световых пучка накачки, позволяет заметно снизить конкуренцию каналов генерации без снижения КПД двухцветного лазера.

1. Зейликович И.С., Ляликов А.М. *Квантовая электроника*, **14**, 1594 (1987).
2. Петухов В.О., Точицкий С.Я., Чураков В.В. *Квантовая электроника*, **14**, 624 (1987).
3. Дунаев В.Б., Прокопов А.П. *ЖПС*, **45**, 391 (1986).
4. Kolwas M., Lange P. *Optics Comms*, **63**, 129 (1987).
5. *Лазерная дальнометрия*. Под ред. В.П.Васильева, Х.В.Хинрикус (М., Радио и связь, 1995).
6. Волконский В.Б., Попов Ю.В., Чижов С.А. и др. *Квантовая электроника*, **10**, 2490 (1983).
7. Бетеров И.М., Гизбрехт А.И., Ненчев М.Н. и др. *Квантовая электроника*, **15**, 1770 (1988).
8. Nenchev M.N., Martin M.M., Meyer Y.H. *Appl.Optics*, **24**, 1957 (1985).
9. Кравцов Н.В., Наний О.Е. *Квантовая электроника*, **20**, 322 (1993).
10. Горобец В.А., Козлов К.В., Кунцевич Б.Ф., Петухов В.О. *Квантовая электроника*, **27**, 21 (1999).
11. Weigl F. *Appl.Optics*, **10**, 187 (1971).
12. Bethea C.G. *IEEE J.Quantum Electron.*, **9**, 291 (1973).
13. Надточеев В.Е., Наний О.Е. *Квантовая электроника*, **16**, 680 (1989).
14. Надточеев В.Е., Наний О.Е. *Вестник Моск. ун-та. Сер. III*, **31**, № 4, 48 (1990).
15. Воронин В.Г., Наний О.Е. *Вестник Моск. ун-та. Сер. III*, **40**, № 4, 64 (1999).
16. Губин М.А., Ермаченко В.М., Курляндский А.С. и др. *ЖЭТФ*, **84**, 1686 (1983).

**V.G.Voronin, K.P.Dolgaleva, O.E.Nanii. The two-color generation in a solid-state laser with the dispersion cavity.**

Two-colour emission in a solid-state laser with a dispersive cavity. The output characteristics of a two-colour Nd<sup>3+</sup>:YAG laser with a dispersive cavity, emitting at 1.32 and 1.06 μm, are considered. The enlargement of the region of stable two-colour lasing, due to the reduced competition in the case of spatially separated channels, is demonstrated. The influence of the size of the pumped region on the laser efficiency and the competition between the lasing channels is studied. It is shown that, in the case of a single pumping source, the weakening of the competition between the waves is accompanied by a reduction in the laser efficiency. A novel construction of the two-channel laser with two pumping sources is proposed, which offers increased stability without the reduction in the efficiency.