

02; 12  
© 1992 г.ДИНАМИКА СВОБОДНОЙ ГЕНЕРАЦИИ ПЕРЕСТРАИВАЕМОГО  
ЛАЗЕРА НА АЛЕКСАНДРИТЕ

В. В. Анциферов, А. И. Алимписев, Е. В. Иванов, Г. В. Хабурзания

В режиме свободной генерации детально исследованы спектрально-временные и энергетические характеристики излучения лазера на александрите. Показано, что в обычных условиях генерация  $TEM_{00q}$ - и  $TEM_{mq}$ -мод всегда происходит в пичковом режиме, как и на других лазерах, на ионах хрома. Установлено, что мелкая дискретная структура спектра обусловлена влиянием слабой паразитной селекции продольных мод, при ее устранении измерено расстояние между компонентами колебательной структуры спектра. Измерен тепловой дрейф линии усиления в диапазоне температур  $10\div 90^\circ\text{C}$ . Получены сужение и стабилизация длины волны излучения и ее перестройка в дисперсионном резонаторе в диапазоне  $706\div 800$  нм. Энергия генерации на  $\lambda = 750$  нм составила 2.0 Дж при длительности импульса 250 мкс.

## Введение

Генерация ионов хрома на электронно-колебательных переходах  $^4T_2 \rightarrow ^4A_2$  в александрите ( $\text{Cr}^{3+}:\text{BeAl}_2\text{O}_4$ ) была получена в [1]. Спектроскопические и некоторые интегральные характеристики излучения свободной генерации исследовались в ряде работ [2–14]. Спектрально-временные параметры излучения были предварительно исследованы нами в [15]. Ионы хрома в александрите имеют низкий порог возбуждения и достаточно большое время жизни верхнего рабочего уровня ( $\tau = 260$  мкс при  $T = 300$  К). Сечение перехода возрастает с температурой от  $\sigma = 7 \cdot 10^{-21}$  при  $T = 300$  К до  $20 \cdot 10^{-21}$  см<sup>2</sup> при  $T = 470$  К. Средняя скорость теплового дрейфа линии усиления в диапазоне температур  $34\text{--}310^\circ\text{C}$  составила 0.138 нм/град. Генерация с выходной мощностью 0.6 Вт и эффективностью  $\sim 30\%$  была получена при накачке Кг лазером (647.1 нм) [12]. При этом режим с постоянной составляющей излучения наблюдался только в резонаторе, близком к концентрическому, т. е. в условиях однородного поля. Импульсы с энергией генерации 100 Дж, длительностью 6 мс и эффективностью 0.7 % были получены при ламповой накачке [13]. Средняя мощность генерации 100 Вт была достигнута при частоте повторения импульсов 250 Гц, длительностью импульса 0.3–2 мкс и энергией 0.4 Дж [14].

В настоящей работе было исследовано влияние параметров резонатора и других факторов на характеристики излучения свободной генерации лазеров на александрите с плоским резонатором.

## Экспериментальная установка

Исследовались кристаллы александрита (А) различных размеров и объемов генерации активной среды ( $V_r$ ):  $A_1 - \varnothing 6 \times 50$  мм,  $V_r = 1.13\text{см}^3$ ;  $A_2 - \varnothing 5 \times 70$  мм,  $V_r = 0.78\text{см}^3$ ;  $A_3 - \varnothing 5.5 \times 80$  мм,  $V_r = 1.42\text{см}^3$ . Концентрация ионов хрома составляла  $1.2 \cdot 10^{19}$  см<sup>3</sup>. Торцы кристаллов  $A_1$  и  $A_2$  были скошены на

2° относительно оси и не имели просветляющих покрытий, а торцы  $A_3$  были под углом Брюстера. Оси активных элементов совпадали с направлением  $\langle 001 \rangle$  кристаллов, а излучение имело поляризацию вдоль  $\langle 010 \rangle$ . Плоские зеркала резонатора имели клин в 1° и максимум их коэффициента отражения был на длине волны 750 нм. Накачка осуществлялась лампами ИФП-800 и ИСП-250 при длительности импульса накачки 250 мкс. Коротковолновое излучение накачки, лежащее в области неактивного поглощения александрита, отсекалось жидкостным фильтром, температура которого поддерживалась термостатом.

Регистрация спектра генерации производилась спектрографом СТЭ-1, а его временных разверток — высокоскоростной фотографической установкой (ВФУ-1) со спектральной приставкой, имеющей дифракционную решетку 1200 штр/мм. Кинетика генерации регистрировалась фотодиодом ЛФД-2 и осциллографом. Энергия генерации измерялась прибором ИМО-2.

### Энергетические характеристики

Энергетические параметры кристалла  $A_1$  были исследованы нами в [15]. Максимальная энергия генерации была получена с кристаллом  $A_3$ , имеющим минимальные потери в резонаторе. При нагревании кристалла  $A_3$  с 10 до 90 °С энергия генерации возрастала с 0.7 до 2.2 Дж при длине резонатора  $L = 40$  см, оптимальном коэффициенте  $T_2$  пропускания выходного зеркала, равном 25 %, и энергии накачки  $E_H = 500$  Дж. Для каждой энергии накачки существует оптимальный коэффициент  $T_2$ , при котором достигается максимальная энергия генерации. Для кристалла  $A_3$  и энергий накачки  $E_H = 150, 200, 300, 500$  Дж оптимальные коэффициенты составили  $T_2^{opt} = 10, 15, 18, 25$  % соответственно, с которыми при температуре кристалла 70 °С были получены следующие удельные энергии генерации:  $E_r/V_r = 0.25, 0.58, 1.0, 1.55$  Дж/см<sup>3</sup>. При постоянной энергии накачки (500 Дж) энергия генерации возрастала в три раза при увеличении  $T_2$  от 5 до 25 %. На рис. 1 приведены зависимости удельных энергий генерации  $E_r/V_r$  (1—4) и  $T_2^{opt}$  (5) от энергии накачки при различных температурах кристалла  $A_3$ . При больших энергиях накачки наблюдается отклонение зависимости  $E_r/V_r$  от линейной, связанное с возрастанием доли энергии излучения лампы накачки, испускаемой в коротковолновой области спектра и отсекаемой жидкостным фильтром. Когда УФ излучение накачки преобразовывалось раствором красителя КН-120 в зеленую область спектра, зависимость энергии генерации от энергии накачки имела линейный характер и при больших  $E_H$ .

При высоких уровнях накачки из-за неоднородного нагревания активного стержня по сечению в нем возникает наведенная тепловая линза с фокусом  $f_T$ , зависящим от энергии накачки, которая преобразует плоский резонатор в

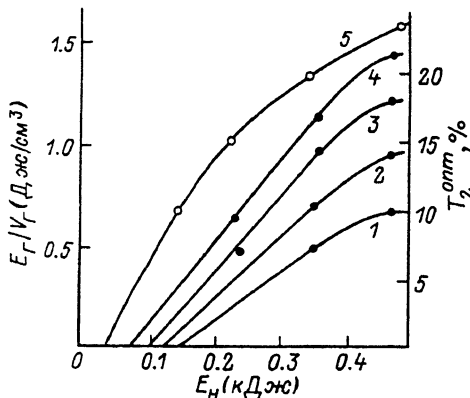


Рис. 1. Зависимости удельных энергий генерации  $E_r/V_r$  (1—4) и  $T_2^{opt}$  (5) для кристалла  $A_3$  от энергии накачки  $E_H$  при различных температурах кристалла.

$T = 15$  (1), 45 (2), 60 (3) и 85 °С (4);  $L = 40$  см,  $T_2 = 25$  %.

сферический с эквивалентными параметрами

$$L_0 = L(1 - L/4f_T), \quad R_0 = 2f_T(1 - L/4f_T), \quad (1)$$

которые находились при условии, что линза оптически тонкая и расположена в центре плоского резонатора. Такой эквивалентный резонатор будет устойчивым только при выполнении условия

$$0 \leq (1 - L/2f_T)^2 \leq 1. \quad (2)$$

В лазере на александрите при энергии накачки 500 Дж увеличение длины плоского резонатора с 40 до 150 см приводило к падению энергии генерации в 4 раза (рис. 2). В лазере на рубине в аналогичных условиях энергия генерации уменьшалась всего в 2 раза. Такое значительное уменьшение энергии генерации лазера на александрите связано с уходом от устойчивой конфигурации эквивалентного сферического резонатора при увеличении его длины. Это свидетельствует о том, что фокус тепловой линзы в александрите при одинаковой энергии накачки примерно в два раза короче такового в рубине.

### Спектральные характеристики излучения

Спектры излучения  $TEM_{mnq}$ -мод кристаллов александрита при наличии даже очень слабой паразитной селекции продольных мод, вносимой скошенными на небольшой угол, но не просветленными торцами кристаллов, имели мелкую дискретную структуру (рис. 3). Такая структура спектра обусловлена, как и в лазере на неодиме в стекле [16], наличием слабой селекции продольных мод. При ее полном устранении, когда торцы кристалла были срезаны под углом Брюстера, мелкая дискретная структура исчезала (рис. 4), тогда на фоне сплошного спектра можно было наблюдать колебательную структуру спектра излучения александрита. Расстояние между соседними компонентами колебательной структуры составляло  $\sim 1.5$  нм и в исследуемом диапазоне температур практически не зависело от температуры кристалла.

При низких температурах кристаллов и невысоких уровнях накачки генерация всегда происходит на длине волны с максимумом на  $\lambda = 750$  нм (рис. 3, а). С увеличением энергии накачки спектр излучения уширяется в основном в коротковолновую область и второй максимум концентрации энергии излучения наблюдается на длине волны  $\sim 745$  нм. При высоких уровнях накачки появляется генерация с третьим максимумом на  $\lambda = 734$  нм. Порог появления генерации на этой длине волны зависел от температуры кристалла и составлял  $E_H/E_{II} = 6$  при  $T = 15^\circ\text{C}$  и  $7.5$  при  $T = 45^\circ\text{C}$ . Начиная с энергии накачки  $E_H = 8E_{II}$  генерация

наблюдалась во всем спектральном диапазоне шириной  $\sim 38$  нм (рис. 3, б). С ростом температуры кристалла постепенно исчезали коротковолновые компоненты спектра излучения (рис. 3, б), и при  $T = 70^\circ\text{C}$  генерация наблюдалась только вблизи  $\lambda = 750$  нм во всем доступном диапазоне накачек (рис. 4, а).

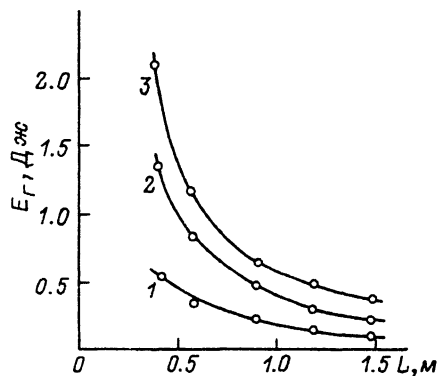


Рис. 2. Зависимости энергии генерации  $E_g$  от длины резонатора  $L$  для кристалла  $A_3$  при различных энергиях накачки.

$E_H = 200$  (1), 300 (2), 500 Дж (3);  $T_2 = 25\%$ ,  $T = 70^\circ\text{C}$ .

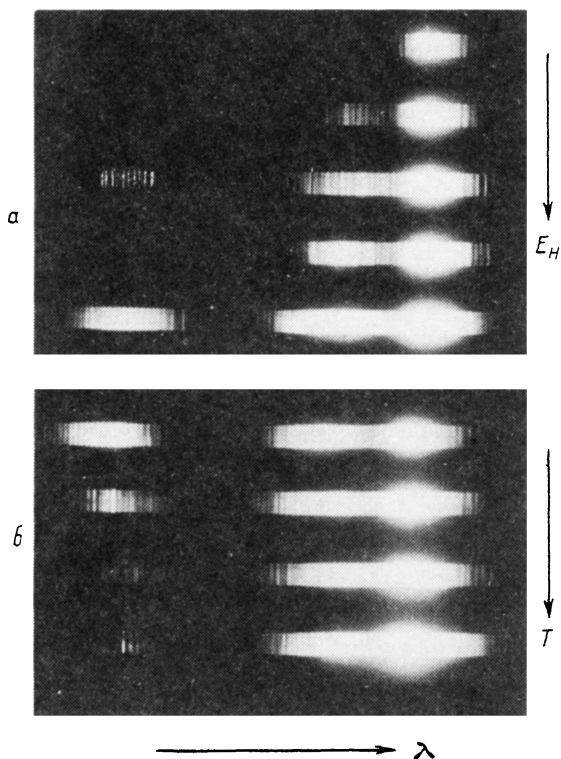


Рис. 3. Спектрограммы излучения кристалла  $A_2$  при наличии слабой паразитной селекции продольных мод.

$L=40$  см,  $T_2=10\%$ ; а — температура кристалла  $T=10$  °С,  $E_H/E_П=2, 4, 5, 6, 7$ ; б — энергия накачки  $E_H=8E_П$ , температура кристалла  $T=15, 25, 35, 45$  °С.

При высокой температуре кристалла  $A_3$  в отсутствие какой-либо селекции продольных мод с увеличением энергии накачки максимум концентрации энергии генерации смещался в коротковолновую область спектра (рис. 4, а), а ширина спектра излучения линейно возрастала и при  $E_H=8E_П$  она составляла  $\sim 14$  нм. В условиях паразитной селекции продольных мод максимум концентрации энергии излучения кристалла  $A_2$  не зависел от накачки и оставался на  $\lambda=750$  нм, при этом интегральная ширина спектра излучения была  $\sim$  в 1.5 раз больше, чем у кристалла  $A_3$ .

Нагревание кристаллов александрита приводит к тепловому дрейфу линии усиления, однако характер поведения спектра генерации в значительной мере определялся наличием или отсутствием паразитной селекции продольных мод. При наличии такой селекции для кристалла  $A_2$  с ростом его температуры максимум концентрации энергии излучения оставался на одной длине волны 750 нм (рис. 3, б). Тепловой дрейф линии усиления измерялся по смещению спектра генерации кристалла  $A_3$  в отсутствие всякой селекции продольных мод при невысоких уровнях накачки, когда генерация происходит на одной длине волны 75 нм (рис. 4, б). В диапазоне температур 10—50 °С тепловой дрейф линии усиления очень слабо и линейно зависел от температуры и скорость его составила  $d\lambda/dT=0.01$  нм/град. Нелинейный рост скорости теплового дрейфа линии усиления наблюдался при нагревании кристалла выше 50 °С, в диапазоне 50—90 °С его средняя скорость возрастала до  $d\lambda/dT=0.13$  нм/град.

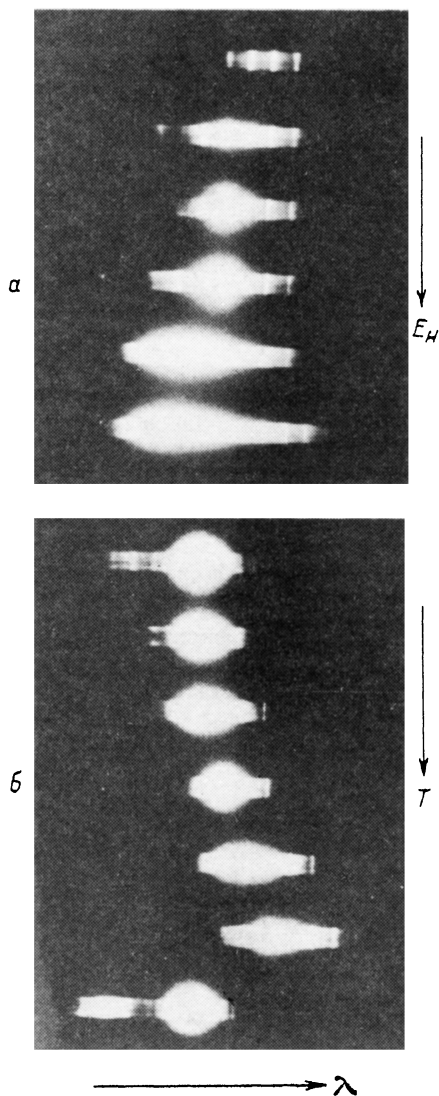


Рис. 4. Спектрограммы излучения кристалла  $A_3$  при исключении селекции продольных мод.  
 $L=150$  см,  $T_2=25$  %;  $a$  — температура кристалла  $70^\circ\text{C}$ ,  $E_H/E_H=3, 4, 5, 6, 7, 8$ ;  $b$  — энергия накачки  
 $E_H=3E_H$ , температура кристалла  $T=15, 30, 45, 60, 75, 85$  и  $15^\circ\text{C}$ .

Такое смещение спектра генерации лазера на электронно-колебательных переходах обусловлено зависимостью его коэффициента усиления  $\alpha(\omega)$  от температуры активной среды [4]

$$\alpha(\omega) = \sigma \left\{ n^* - n_0 \exp \left[ \frac{\hbar(\omega - \omega_0)}{kT} \right] \right\}, \quad (3)$$

где  $n_0$  — число ионов  $\text{Cr}^{3+}$  в основном состоянии  ${}^4A_2$ ,  $n^*$  — число возбужденных ионов,  $\sigma$  — сечение излучения индуцированного перехода,  $\omega_0$  — частота эффективного бесфонованого перехода.

При этом с ростом температуры алесандрита одновременно увеличивается величина сечения  $\sigma$  индуцированного перехода, что и приводит к нелинейной зависимости скорости теплового дрейфа линии усиления.

### Спектрально-временные параметры генерации

Характер развития спектра генерации  $TEM_{mq}$ -мод во времени зависел от физического состояния кристаллов, их температуры и наличия паразитной селекции продольных мод в резонаторе. При длительной работе кристалла алесандрита в условиях не полной отсечки коротковолнового излучения накачки постепенно возрастал порог генерации на  $\lambda = 734$  нм и со временем генерация на этой длине волны в неселективном резонаторе полностью исчезала (рис. 5, а) даже при низкой температуре кристалла и высоких уровнях накачки. Генерация на этой длине волны отсутствовала и на свежем кристалле, но при высокой его температуре (рис. 5, б). В условиях паразитной селекции продольных мод наблюдалась всегда четкая мелкая дискретная структура спектра в каждой пичке генерации (рис. 5, в), которая не замыкалась и при регистрации интегрального спектра излучения (рис. 3) благодаря тому, что нагрев кристалла за импульс накачки составлял  $\sim 10$  град. При низких температурах кристалла его такой нагрев приводил к смещению линии усиления за импульс накачки всего  $\sim 0.1$  нм. При полном устранении паразитной селекции продольных мод мелкая дискретная структура спектра в пичке исчезала (рис. 5, в—д) и тогда четко проявлялась колебательная структура спектра излучения.

При низкой температуре кристалла алесандрита и полной отсечке УФ излучения накачки характер развития спектра генерации во времени был практически идентичным для всех исследованных кристаллов (рис. 5, б—г). При любых уровнях накачки генерация всегда возникает в начале на длине волны 750 нм, затем последовательно с задержкой во времени появляется генерация на  $\lambda = 745$  нм и потом на  $\lambda = 734$  нм. В зависимости от начального состояния кристалла наблюдалась концентрация большей части энергии излучения как на  $\lambda = 750$  нм (рис. 5, б, г), так и на  $\lambda = 734$  нм (рис. 5, в). Качественно иной характер имело развитие спектра во времени кристалла  $A_1$  (рис. 5, а). В этом режиме возбуждались в основном моды низкого поперечного индекса ( $m, n < 10$ ) [15] в отличие от режимов, соответствующих рис. 5, б—г, в которых индексы поперечных мод были  $\gg 10$ . В отсутствие селекции продольных мод увеличивалась длительность пичков генерации (рис. 5, в, г), особенно при высокой температуре кристалла (рис. 5, д). В условиях высокой температуры кристалла в начале импульса всегда происходило постепенное смещение длины волны в процессе генерации в коротковолновую область.

Выделение  $TEM_{00q}$ -мод приводило к сужению спектра излучения в пичке до  $\sim 1$  нм, однако при этом наблюдались чередование двух групп продольных мод и их одновременная генерация в спектральном интервале  $\sim 3$  нм [15].

Частичная стабилизация спектра генерации  $TEM_{mq}$ -мод в течение всего импульса достигалась в призмном дисперсионном резонаторе с суммарной угловой дисперсией  $\sim 3$  угл. мин/нм. Генерация и в этом случае происходит в пичковом режиме, однако спектральные скачки исчезают, спектр излучения

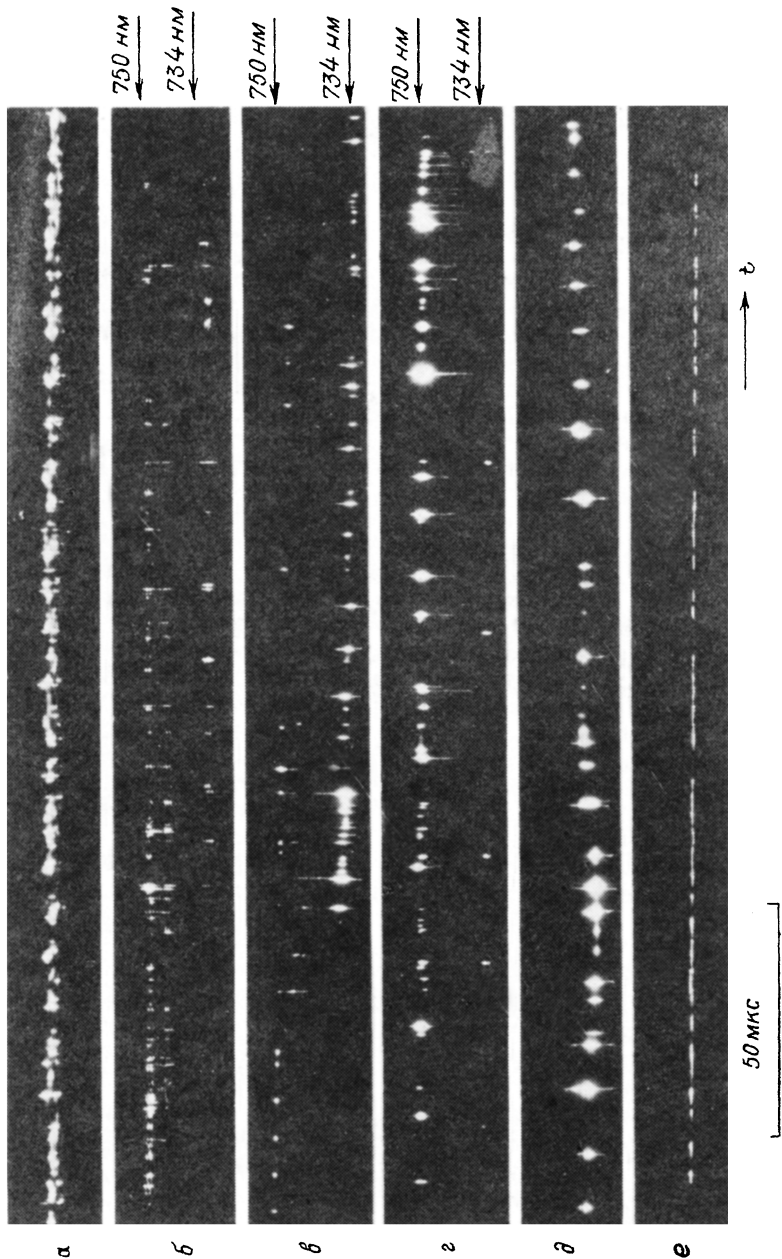


Рис. 5. Временные развертки спектра излучения  $TEM_{mnq}$ -мод кристаллов александрита  $A_1$  (а),  $A_2$  (б) и  $A_3$  (в—д) без принудительной селекции продольных мод (а—д) и при их селекции (е), в условиях слабой паразитной селекции мод (б) и при ее отсутствии (а, в—д).

Температура кристаллов  $T = 10^\circ\text{C}$  (а—в) и  $70^\circ\text{C}$  (д, е),  $E_H = 8E_{\text{п}}$ ,  $L = 150$  см.

сужается и стабилизируется, так что его мгновенная и интегральная ширины составляли  $\sim 0.8$  нм (рис. 5, е). Перестройка длины волны генерации производилась либо механически поворотом плотного зеркала с помощью микровинта, либо с помощью акустооптического дефлектора, который помещался между призмами и плотным зеркалом. Достигнутый диапазон перестройки длины волны излучения составил 706—800 нм. С кристаллом  $A_3$  в дисперсионном резонаторе была получена энергия генерации на  $\lambda = 750$  нм, равная 2.0 Дж.

## Обсуждение

В обычных условиях свободная генерация  $TEM_{00q}$ - и  $TEM_{mnq}$ -мод в лазере на александрите с плоским резонатором, как и в лазере на рубине [17], происходит всегда в пиковом режиме даже при устранении влияния грубых технических возмущений резонатора. Поэтому для достижения одночастотной квазистационарной генерации в лазере на александрите необходимо использовать методику, разработанную одним из авторов [18], позволяющую достаточно просто устранить стоячую волну в плоском резонаторе. Многолетние исследования динамики свободной генерации лазеров на ионах хрома и неодима в различных средах в одинаковых экспериментальных условиях позволяют сделать однозначный вывод о физическом механизме возникновения пульсаций излучения в лазерах на ионах хрома. В лазерах на ионах неодима на всех исследованных нами средах (силикатные и фосфатные стекла, ИАГ, ГСГГ, КГВ и др.) при устранении влияния грубых технических возмущений генерация всегда происходит в квазистационарном режиме в полном соответствии с балансной теорией. Такое качественное различие в динамике свободной генерации лазеров на ионах хрома и неодима связано, очевидно, с различием в структуре уровней этих ионов. Излучение трехвалентных ионов хрома определяется тремя электронами  $3d$ -оболочки, которая не экранирована другими оболочками, в то же время излучение трехвалентных ионов неодима, обусловленное тремя электронами  $4f$ -оболочки, глубоко экранировано  $5s$ - и  $5p$ -оболочками. Поэтому возникающее в резонаторе электрическое поле лазерного излучения будет воздействовать в основном только на ионы хрома, приводя к дополнительному расщеплению его рабочих уровней (динамический эффект Штарка). В условиях пространственно неоднородного поля в резонаторе динамический эффект Штарка будет приводить к модуляции коэффициента усиления активной среды [19] и, как следствие, к пиковой генерации. При сглаживании пространственной неоднородности поля в активной среде модуляция коэффициента усиления исчезает и устанавливается квазистационарная генерация [18, 17].

## Список литературы

- [1] Букич Г. В., Волков С. Ю., Матросов В. Н. и др. // Квантовая электрон. 1978. Т. 5. № 5. С. 1168—1169.
- [2] Walling J. C., Peterson O. G., Morris R. C. // IEEE J. Quant. Electron. 1980. Vol. QE-16. N 1. P. 120—121.
- [3] Walling J. C., Jenssen H. P., Morris R. C. et al. // Opt. Lett. 1979. Vol. 4. N 2. P. 182—183.
- [4] Walling J. C., Peterson O. G., Jenssen H. P. et al. // IEEE J. Quant. Electron. 1980. Vol. QE-16. N 12. P. 1302—1315.
- [5] Shand M. L., Walling J. C., Morris R. C. // J. Appl. Phys. 1981. Vol. 52. N 1. P. 953—955.
- [6] Севастьянов Б. К., Ремизгайло Ю. Л., Орехова В. П. и др. // ДАН СССР. 1981. Т. 256. № 2. С. 373—376.
- [7] Shand M. L., Walling J. C., Jenssen H. P. // IEEE J. Quant. Electron. 1982. Vol. 18. N 1. P. 167—169.
- [8] Shand M. L., Walling J. C. // IEEE J. Quant. Electron. 1982. Vol. QE-18. P. 1152—1155.
- [9] Guch S. J., Janes C. E. // Opt. Lett. 1982. Vol. 7. N 12. P. 608—610.
- [10] Shand M. L., Jenssen H. P. // IEEE J. Quant. Electron. 1983. Vol. QE-19. P. 480—484.
- [11] Севастьянов Б. К., Ремизгайло Ю. Л. // ДАН СССР. 1986. Т. 290. С. 93.
- [12] Lai S. T., Shand M. L. // J. Appl. Phys. 1983. Vol. 54. N 10. P. 5642—5644.
- [13] Walling J. C. // Top. Meet. Tunable Solid State Lasers. Washington, 1987. P. 72.
- [14] Sam R. C., Yeh J. J., Leslie K. R., Rapoport W. R. // IEEE J. Quant. Electron. 1988. Vol. QE-24. N 6. P. 1151—1166.



- [15] Анциферов В. В., Калягин В. А., Хабурзания Г. В., Шарпов А. В. Препринт СФТИ. № 89-1. М., 1989. 14 с.
- [16] Пахомычева Л. А., Свириденко Э. А., Сучков А. Ф. и др. // Письма ЖЭТФ. 1970. Т. 12. Вып. 2. С. 60—63.
- [17] Анциферов В. В., Кравченко В. И. // Препринт ИФ АН УССР. № 4. Киев, 1988. 43 с.
- [18] Анциферов В. В. Автореф. канд. дис. Новосибирск, 1973.
- [19] Forysiak W., Harrison R. G., Moloney J. V. // Phys. Rev. A. 1989. Vol. 39. N 1. P. 421—423.

Сухумский физико-технический институт  
им. И. Н. Векуа

Поступило в Редакцию  
4 апреля 1991 г.

