Экспериментальные зависимости амплитуд и частот спектральных составляющих от частоты воздействия представлены на рис. 2. Экспериментальные результаты качественно подтверждают выводы теории. Как видно из экспериментальных графиков, в спектре полигармонического режима отсутствует колебание частоты p и наблюдается лишь в синхронном режиме, амплитуды спектральных составляющих не гасятся до нуля на границе синхронного режима, частота автогенератора  $\omega^*$  увлекается до значения, равного p на границе синхронного режима.

Автор выражает благодарность А. А. Никулину за помощь в работе. Работа выполнена под руководством доц. И. И. Минаковой.

### ЛИТЕРАТУРА

Минакова И. И., Федосеев А. Г. «Радиотехника и электроника», 18, 311, 1973.
Коваленко А. С., Мигулин В. В. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., 12, 314, 1971.

3. Коваленко А. С. Кандидатская диссертация. МГУ, 1972.

4. Роткоп Л. Л., Стыблик В. А. «Радиотехника», 25, 102, 1970.

Поступила в редакцию 13.12 1973 г.

Кафедра физики колебаний

УДК 621.378.325

### С. К. ИСАЕВ, Л. С. КОРНИЕНКО, Е. Г. ЛАРИОНЦЕВ

# ИЗУЧЕНИЕ НЕПРЕРЫВНОЙ ГЕНЕРАЦИИ ЛАЗЕРА НА СаF<sub>2</sub>—Dy<sup>2+</sup> С ПОЛУСФЕРИЧЕСКИМ РЕЗОНАТОРОМ

В нашей работе [1] исследовалась кинетика генерации диспрозиевого лазера с выносным сферическим зеркалом. Основное внимание было уделено режимам работы этого лазера при импульсной накачке. Было показано, что применение сферического резонатора является эффективным способом достижения гладкой генерации.

Настоящая работа посвящена подробному изучению связи кинетики генерации с параметрами резонатора и модовым составом излучения непрерывного диспрозиевого лазера.

Эксперименты проводились на нескольких кристаллах  $CaF_2-Dy^{2+}$  длиной от 20 до 50 мм и диаметром 6 мм. Часть кристаллов имела плоскопараллельные торцы, а часть — торцы, скошенные друг относительно друга на 3° для устранения селекции мод. Кристалл помещался в эллиптический осветитель с газоразрядной лампой и охлаждался жидким азотом. Максимальная достижимая мощность накачки W в 3-3,5 раза превышала пороговую  $W_{\pi}(k=W/W_{\pi}=3-3,5)$ .

Лазерный резонатор образован плоским серебряным зеркалом, напыленным на один из торцов кристалла, и выносным сферическим зеркалом, имеющим многослойное диэлектрическое покрытие с пропусканием  $\sim 2\%$ . Границы устойчивости такого резонатора определяются неравенством 0 < L/R < 1, где R — радиус кривизны зеркала, а L — длина резонатора с учетом частичного заполнения диэлектриком. Изменяя в широких пределах геометрические параметры резонатора (величину L/R и апертурную диафрагму), мы сопоставляли кинетику генерации и модовую структуру излучения лазера.

Для анализа структуры поперечных мод использовался прибор, основанный на методе сканирования лазерного пучка диском Нипкова [2]. С помощью измерительных приемников II5-1 и II5-2 наблюдались сигналы биений мод в диапазоне от 18 до 410 Мги, что позволило сделать определенные выводы о структуре продольных мод. Для измерения глубины модуляции излучения пучок на выходе лазера прерывался с частотой 500 ги. Излучение лазера регистрировалось приемной системой с полосой пропускания до 30 Мги.

Эксперименты показали, что при L/R, достаточно далеком от границ устойчивости резонатора ( $0,3 \leq L/R \leq 0.95$ ), поперечные распределения интенсивности лазерного пучка хорошо соответствуют модам сферического резонатора, рассчитанным без учета дифракции на зеркалах [3]. Кинетика генерации в этой области определяется в основном селекцией поперечных мод. В зависимости от степени селекции наблюдались следующие режимы генерации.

1. При сильной селекции, когда лазер работает на одной поперечной моде (TEM<sub>00</sub>), его излучение представляет собой последовательность регулярных незатухающих пучков (см. рис. 3 в [1]. Этот режим имел место при всех накачках, вплоть до k=3,5. В случае скошенного кристалла каждому пичку, как правило, соответствуют сигналы биений на частотах f=c/2L и 2f (c — скорость света), т. е. в каждом пичке возбуждаются по крайней мере две продольные моды. В случае плоскопараллельных торцов кристалла сигналов биений нет, т. е. лазер становится одномодовым по всем трем индексам. Такой вывод можно сделать, учитывая, что расстояние между соседними модами селектирующего интерферометра, образованного торцами кристалла, лишь немного меньше ширины линии люминесценции CaF<sub>2</sub>—Dy<sup>2+</sup> ( $(0,25 \ cm^{-1})$ .

2. При возбуждении слабых поперечных мод низших порядков (TEM<sub>01;10;11</sub>) с интенсивностями, в 8—10 раз меньшими интенсивности основной моды, генерация становится практически гладкой с небольшой остаточной синусоидальной модуляцией, глубина которой уменьшается с ростом накачки и при k=3 составляет 7—10%. Лишь в отдельные моменты, связанные со значительными возмущениями резонатора или накачки, модуляция раскачивается, а через несколько миллисекунд релаксирует к первоначальному уровню. Скошенные кристаллы в моменты раскачки модуляции дают сигналы биений на частотах f и 2f, а при плоскопараллельных торцах сигналов на этих частотах нет. Это означает, что селекция продольных мод на торцах достаточно коротких кристаллов дает возможность получить в таком режиме довольно гладкую практически одночастотную генерацию.

3. При дальнейшем ослаблении селекции, когда в генерацию входят сильные поперечные моды высоких порядков (вплоть до мод десятого порядка), остаточная модуляция становится хаотической (рис. 3 из [1]), а ее глубина несколько возрастает (до 15—20% при k=3). В этом режиме для всех кристаллов наблюдаются сигналы биений на частотах, соответствующих комбинациям различных продольных и поперечных мод (в случае плоскопараллельных торцов сигналы на частотах f и 2f отсутствуют).

Частота модуляции p во всех режимах подчиняется закономерностям, характерным для собственной частоты релаксационных колебаний интенсивности излучения твердотельных лазеров:  $p^2 \sim \alpha(k-1) (TL)^{-1}$  ( $\alpha$  — коэффициент потерь резонатора за проход, T — время жизни метастабильного уровня).

При приближении величины L/R к границам устойчивости характер генерации лазера меняется. Резонаторы с L/R, близким к границам (например, с L/R=0,99 или  $L/R \leq 0,2$ ), оказались чрезвычайно критичными к настройке и чувствительными к внешшим воздействиям. Достаточно сказать, что изменение мощности накачки всего на 50—100 вт приводило к необходимости подстраивать резонатор из-за изменения тепловых деформаций кристалла.

При малых превышениях мощности накачки над пороговой (k < 1,3) генерация периодически срывается, т. е., как и в [4], лазер генерирует «пакеты» пичков. В случае одной поперечной моды последовательность пичков в пакете оказывается регулярной, а при возбуждении нескольких поперечных мод — хаотической. Кристаллы со скошенными и плоскопараллельными торцами дают сходные картины генерации. При увеличении накачки пакеты перекрываются, однако пички оказываются промодулированными с частотой, характерной для пакетов ( $\sim 100 \ zu$ ). Очевидно, такая модуляция связана с довольно сильными возмущениями параметров лазера, приводящими при малых накачках даже к срывам генерации.

Проведенные исследовазия показывают, что кинетика непрерывной генерации диспрозиевого лазера существенно зависит от параметров резонатора. Незатухающие пульсации излучения во всех исследованных режимах, по-видимому, определяются нестабильностями параметров лазера [5]. Одним из основных результатов работы является получение почти гладкой, практически одночастотной генерации при возбуждении моды  $TEM_{00}$  с примесью слабых поперечных мод низких порядков. Это дает возможность, применяя внешние селекторы и линзовые системы, создать практически одночастотный лазер на  $CaF_2$ —Dy<sup>2+</sup> с малой угловой расходимостью. Такой лазер можно использовать как задающий генератор для получения мощного непрерывного монохроматического излучения с длиной волны 2,36 мкм.

В заключение авторы благодарят С. С. Резникова за помощь в эксперименте.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Исаев С. К., Корнненко Л. С., Ларнонцев Е. Г. Квантовая электроника, под ред. Н. Г. Басова, вып. 5 (17), 41, 1973.

 И саев С. К. I Всесоюзная научно-техническая конференция «Фотометрические измерения и их метрологическое обеспечение». Тезисы докладов. М., 1974, стр. 192.
Кодеlnik H., Li T. Proc. IEEE, 54, 1312, 1966.

8 ВМУ, № 6, физика, астрономия

 Джибладзе М. И., Мурина Т. М., Прохоров А. М. ДАН СССР, 182, 1048, 1968.
Винокуров Г. Н., Галактионова Н. М. и др. ЖЭТФ, 60, 489, 1971.

Поступила в редакцию 23.12 1973 г.

НИИЯФ

УДК 628.315.592

### В. В. МУРИНА, Н. М. АНДРЕЕВА, Ю. Ф. НОВОТОЦКИИ-ВЛАСОВ

## ВЛИЯНИЕ ПРОГРЕВОВ В КИСЛОРОДЕ НА СКОРОСТЬ ПОВЕРХНОСТНОЙ РЕКОМБИНАЦИИ НА КРЕМНИИ

До настоящего времени нельзя считать решенной задачу уменьшения скорости рекомбинации (s) на реальной поверхности кремния. В работах [1, 2] предлагались прогревы в вакууме при умеренных температурах ( $\leq 550^{\circ}$ K). Однако выводы этих работ сделаны на основании экспериментов, проведенных в условиях сильного влияния эффекта прилипания. В работе [3] этот эффект был исключен и было показано, что прогревы кремния в вакууме, напротив, приводят к резкому возрастанию s и, таким



Рис. 1. Зависимость  $S_M$  от температуры прогрева: прогрев в кислороде (1), прогрев в озоне (2)

образом, не решают проблему уменьшения концентрации центров рекомбинации. Качественное совпадение в поведении поверхностей германия и кремния при прогревах в вакууме [3] позволило ожидать, что, как и в случае германия, эффективным средством понижения *s* могут являться прогревы в атмосфере кислорода и озона [4].

В данной работе изучалось влияние прогревов кремния в атмосфере кислорода и озона на скорость поверхностной рекомбинации. Использовались образцы кремния р-типа ( $\rho$ =2300 ом·см,  $\tau_0$ =1500 мксек). Приготовление образцов и методика измерения описаны ранее в [3]. Кислород получался термическим разложением КМпО<sub>4</sub> и осушался ловушками с жидким азотом. Давление кислорода в ячейке было около 20 мм рт. ст. Озонирование осуществлялось с помощью разрядника, вмонтированиого в ячейку. Все измерения проводились при 370°К для снятия эффекта прилипания [3].

При прогревах в кислороде и озоне кривые зависимости *s* от поверхностного потенциала ( $\varphi_s$ ) имеют четкую колоколообразную форму, характерную для случая рекомбинации через моноуровень. Сохранение формы кривой *s*( $\varphi_s$ ) в ходе прогревов позволяет по изменению максимальной величины скорости поверхностной рекомбинации (*s*<sub>M</sub>) судить об изменении концентрации центров рекомбинации одного вида.

Измерения показали, что после кратковременных (10 мин) прогревов в кислороде и озоне уже при довольно низких температурах  $s_{\rm M}$  резко уменьшается (рис. 1). При качественном совпадении характера зависимости  $s_{\rm M}$  от температуры прогрева ( $T_{\rm np}$ ) озон действует более эффективно, чем кислород. Минимальное значение в обоих случаях достигается при  $T_{\rm np}$ =650° K. При этом в случае прогрева в озоне величина  $s_{\rm M}$  несколько меньше ее значения на свежетравленном образие. Увеличение времени прогрева от 10 до 60 мин при 600°К уменьшает  $s_{\rm M}$ , а при 650°К — увеличивает. В области 700—750°К  $s_{\rm M}$  несколько возрастает.

Резкое падение s<sub>м</sub> сопровождается незначительными изменениями заряда, захваченного быстрыми поверхностными состояниями, Q<sub>ss</sub> (рис. 2), откуда следует, что концентрация центров рекомбинации по крайней мере на порядок величины меньше концентрации изоэнергетических центров захвата. После прогрева в озоне при 650°К