

УДК 535.21

ФИЗИКА

Б. В. ЕРШОВ, В. А. КИСЕЛЕВ, Ю. Н. ШИМЕНОВ, В. Б. ФЕДОРОВ

**ОБ УЛУЧШЕНИИ УГЛОВОЙ РАСХОДИМОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ
ЛАЗЕРА НА НЕОДИМОВОМ СТЕКЛЕ С ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИЕЙ
ИЗЛУЧЕНИЯ В ИМПУЛЬСЕ***(Представлено академиком А. В. Прохоровым 13 IV 1972)*

Неодимовые лазеры, работающие в режиме миллисекундного импульса генерации, характеризуются высоким уровнем энергии излучения и относительно большим к.п.д., равным нескольким процентам. Применение их для ряда научных исследований, таких как оптический пробой⁽¹⁾ и поддержание плазмы⁽²⁾, динамика движения фронта ионизации и др., связано с необходимостью получения высоких интенсивностей световых потоков на длиннофокусных линзах, т. е. с решением проблемы получения минимальной расходимости луча при сохранении высокого к.п.д. и уровня энергии излучения системы. Сочетание этих требований делает невозможным применение многих традиционных методов улучшения угла расходимости луча лазера.

В настоящей работе исследовался стандартный генератор на стекле с неодимом типа ГОС-1000 с энергией излучения в миллисекундном импульсе $E = 1000$ дж. Расходимость его луча при работе с плоскопараллельным резонатором такова, что 50% энергии заключено в угле $\varphi \approx 1,4 \cdot 10^{-3}$, что намного превышает дифракционный предел. Применение телескопического резонатора⁽³⁾ вместо плоскопараллельного позволяет снизить значение угла расходимости по уровню $0,5E$ до значения $\varphi = 2 \cdot 10^{-4}$ (т. е. в 6–7 раз) при уменьшении к.п.д. лазера не больше, чем на 20%.

Нами осуществлен другой способ улучшения угловой расходимости луча генератора ГОС-1000, в котором сохранены плоскопараллельные зеркала. Повышение направленности излучения достигается введением в плоскопараллельный резонатор системы двух софокусных (собирающей и рассеивающей) линз. Угловая расходимость, по сравнению с плоскопараллельным резонатором, улучшена примерно в 7 раз при снижении к.п.д. в два раза. Некоторое снижение к.п.д. по сравнению с телескопическим резонатором компенсируется техническими и конструктивными удобствами работы с плоскими зеркалами.

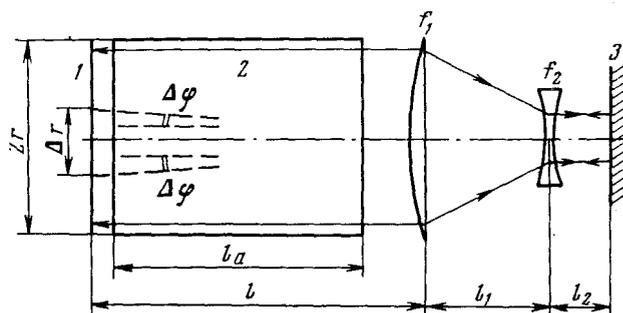
Оптическая схема резонатора с софокусными линзами представлена на рис. 1. Телескопическая система линз с увеличением f_1 / f_2 помещена в резонатор между активным элементом и 100%-ным зеркалом. В принципе эта схема аналогична схеме для селекции высших поперечных типов колебаний, предложенной, но не осуществленной в работе⁽⁴⁾.

Эксперименты проводились с неодимовым стеклом марки ГЛС-1 цилиндрической формы. Диаметр стержней 45 мм, длина 617 мм; торцы стержней обрабатывались под углом 85° к оси. Длительность импульса генерации составляла 10^{-3} сек. Выходная энергия излучения измерялась дисковым графитовым калориметром ПТЭК-Л. Распределение энергии в фокальной плоскости линзы с фокусным расстоянием 16 м регистрировалось многосекционным графитовым калориметром ТЭК-С с записью на шлейфовый осциллограф Н105. Резонатор юстировался с помощью коллиматора в инфракрасном свете через электронно-оптический преобразова-

тель. В опытах с максимальным значением отношения $f_1/f_2 = 5$ для уменьшения плотности потока энергии на 100%-ном зеркале на отрезке l_2 (см. рис. 1) осуществлялось увеличение диаметра пучка введением до-
полнительной линзы. Поверхности линз просветлялись.

В опытах наблюдалось повышение направленности излучения лазера с ростом отношения f_1/f_2 фокусных расстояний линз в резонаторе. Результаты измерений представлены на рис. 2. При значении $f_1/f_2 = 5$ угловые

Рис. 1. Схема резонатора с дополнительными софокусными линзами: 1 — полупрозрачное зеркало для вывода излучения, 2 — неодимовое стекло, 3 — зеркало с коэффициентом отражения $R \approx 1$ (100%-ное)



размеры пятна в дальнейшей зоне, в котором заключена половина энергии излучения лазера, составляют 40 угловых секунд. Несмотря на некоторое снижение к.п.д., яркость излучения лазера возрастает примерно в 20 раз при $f_1/f_2 = 5$.

Наблюдаемое экспериментально уменьшение угловой расходимости излучения можно пояснить следующими простыми соображениями.

Допустим, что в активной среде резонатора с плоскими зеркалами, например, вблизи выходного зеркала, возбуждается сферическая волна. После многократных проходов через резонатор распределение поля в этой волне устанавливается. При этом угловая расходимость φ реально устанавливающейся в генераторе волны существенно превышает дифракционный предел расходимости. Так как после N проходов через плоскопараллельный резонатор в прямом и обратном направлении фронт волны вблизи выходного зеркала имеет радиус кривизны $R_N = N \cdot 2l$ (l — расстояние между зеркалами), то угловая расходимость этой волны $2r/R_N$ ($2r$ — апертура резонатора) достигает величины φ при N порядка $r/(\varphi l)$. Учитывая здесь то, что показатель преломления активной среды $n_a > 1$, следует заменить l на эффективную длину резонатора $l^* = (l - l_a) + l_a/n_a$ (l_a — длина активного вещества, $l_a < l$):

$$N \approx r / (\varphi l^*).$$

Как и в плоскопараллельном резонаторе, в резонаторе, схема которого приведена на рис. 1, лучи идут параллельно оптической оси по всему сечению активного образца. Считая, что свойства активного образца и зеркал, а также условия накачки остаются неизменными, естественно предположить, что число N проходов волны, необходимое для ее установления в данном резонаторе, остается таким же, как и в плоскопараллельном резонаторе. Нетрудно показать, что луч, отклоненный от оптической оси на угол $\Delta\varphi$, после однократного прохождения исследуемого резонатора возвращается на выходное зеркало под тем же углом $\Delta\varphi$ на расстоянии $\Delta r = 2L \cdot \Delta\varphi$ от исходной точки, где

$$L = l^* - (f_1/f_2)l_1 + (f_1/f_2)^2l_2$$

(обозначения см. на рис. 1). Следовательно, после N проходов волны через резонатор ее фронт вблизи выходного зеркала будет иметь радиус кривизны $\bar{R}_N = N \cdot 2L$.

Таким образом, угловая расходимость $\bar{\varphi} = 2r/\bar{R}_N$ уменьшится по сравнению с расходимостью плоскопараллельного резонатора φ в L/l^* раз,

т. е.

$$\bar{\varphi} = \frac{(l - l_a) + l_a/n_a - (f_1/f_2)l_1 + (f_1/f_2)^2 l_2}{(l - l_a) + l_a/n_a},$$

где $l_1 = f_1 + f_2$ (условие софокусности линз). Из этой формулы видно, что при $f_2 < 0$ (рассеивающая линза) выигрыш в угловой расходимости растет с увеличением отношения $f_1 / |f_2|$.

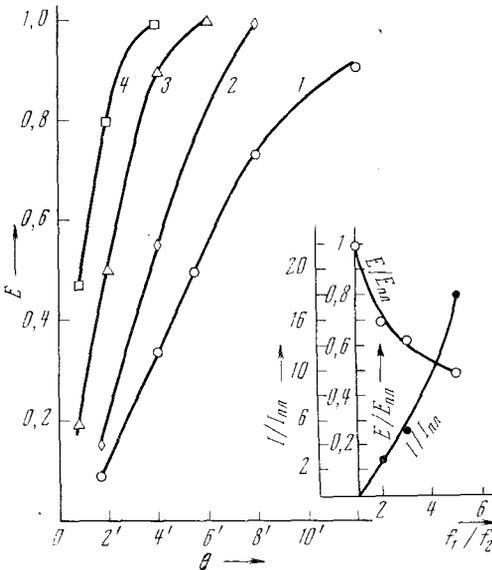


Рис. 2. Результаты измерений. 1—4— часть энергии излучения, соответствующая пятну в дальней зоне с угловыми размерами θ , в зависимости от значения отношения f_1/f_2 : 1— $f_1/f_2 = 1$; 2— $f_1/f_2 = 1,5$; 3— $f_1/f_2 = 3$; 4— $f_1/f_2 = 5$. Кривые $E/E_{пл}$ и $I/I_{пл}$ дают изменение энергии и яркости излучения исследуемого лазера в зависимости от отношения f_1/f_2 .

Резонатор с софокусными линзами (рис. 1) по существу аналогичен плоскопараллельному резонатору с длиной

$$L = (l - l_a) + l_a/n_a - (f_1/f_2)l_1 + (f_1/f_2)^2 l_2.$$

Анализ его свойств при $l_2 = 0$ на основе результатов работы (5) показывает, что рассматриваемый резонатор, как и плоскопараллельный, лежит на краю области устойчивости $0 < GG' < 1$. Для него

$$G = -|f_2|/f_1, \quad G' = -f_1/|f_2|, \quad GG' = 1.$$

Нарушение софокусности линз, например их сближение $\delta = l_1 - (f_1 - |f_2|) < 0$, делает резонатор неустойчивым:

$$G = \frac{-|f_2| + \delta}{f_1}, \quad G' = \frac{f_1^2 + \delta(f_1 - l^*)}{-f_1|f_2|}, \quad GG' = 1 - \left(\frac{l^*}{f_1^2} + \frac{f_1 - |f_2|}{f_1|f_2|} \right) \delta > 1.$$

Удаление линз друг от друга переводит резонатор в область устойчивости $GG' < 1$. При этом дифракционные потери поперечных типов колебаний резко уменьшаются, что влечет за собой повышение угловой расходимости выходного излучения.

Достигнутое экспериментально улучшение направленности излучения генератора ГОС-1000 позволило получить оптический пробой в воздухе при атмосферном давлении с использованием для фокусировки луча линзы с фокусным расстоянием 1 м. Энергия в импульсе длительностью $\tau = 10^{-3}$ сек. составляла $E = 400$ дж.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР
Москва

Поступило
4 IV 1972

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ М. П. Ванюков, В. И. Исаенко и др., Письма ЖЭТФ, 3, 316 (1966).
² Ф. В. Бункин, В. И. Конов и др., Письма ЖЭТФ, 9, 609 (1969). ³ Ю. А. Анапьев, УФН, 103, 705 (1971). ⁴ А. Окава, Proc. IEEE, 51, 1033 (1966).
⁵ В. А. Киселев, Журн. прикл. спектроскоп, 4, № 3, 230 (1966).