

УДК 535.338.33

## МОДОВАЯ СПЕКТРАЛЬНАЯ СТРУКТУРА ИМПУЛЬСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРА НА ПАРАХ МЕДИ

С. Е. Киреев, В. В. Лебедева, А. И. Одинцов, Р. И. Соколовский, Н. Г. Туркин

*(кафедра оптики и спектроскопии)*

Показано экспериментально и теоретически, что в импульсных лазерах с большим усилением формируется контрастная спектральная структура продольных мод. Решающими факторами в этом являются плавное нарастание усиления в начале импульса и эффект насыщения усиления.

Импульсные лазеры на парах металлов [1], в частности на парах меди, обладают значительными коэффициентами усиления. Формирование излучения таких систем носит нестационарный характер, что находит отражение и в спектральном составе генерируемого излучения. Исследованию спектров генерации посвящен ряд экспериментальных и теоретических работ [2—5]. Установлено, что полная ширина спектра генерации лазера на парах меди в линии  $\lambda = 510,5$  нм как с устойчивым [2], так и с неустойчивым [3] резонаторами не превышает 10 ГГц, причем огибающая спектра имеет три максимума, обусловленные изотопической и сверхтонкой структурой линии. Модовая структура в спектре генерации, связанная с наличием продольных типов колебаний в резонаторе, не исследовалась. В теоретической работе [5] высказано утверждение, что в подобных лазерах, усиление в которых за один проход (с учетом потерь на пропускание зеркал) превышает 10, модовая структура вообще не может сформироваться.

В настоящей работе приведены результаты экспериментального наблюдения модовой структуры в спектре генерации лазера на парах меди и теоретических расчетов формирования модовой структуры импульсных лазеров с большим усилением.

Экспериментальные исследования проводились с лазером на парах меди с разрядным каналом из окиси бериллия диаметром 7 мм и длиной 50 см, генерировавшим одиночные или периодически повторяющиеся импульсы излучения длительностью  $20 \div 30$  нс. Лазер имел резонатор длиной  $L = 120 \div 150$  см с зеркалами с коэффициентами отражения по интенсивности 0,98 и 0,04. Применялись плоский и неустойчивые резонаторы с различным увеличением ( $M = 15 \div 130$ ). В плоском резонаторе для выделения одной пространственной моды использовалась диафрагма диаметром 1 мм. В неустойчивом резонаторе при  $M \geq 50$  генерация всегда происходила на одной пространственной моде.

Максимальная средняя выходная мощность при частоте повторения импульсов 10 кГц на линиях генерации 510,5 и 578 нм составляла 1,5 Вт. Для разделения линий использовалась призма. Импульсы генерации регистрировались с помощью фотозлемента ФС-20 и осциллографа С7-10Б с временным разрешением 0,5 нс.

Спектральный состав генерации в линии 510,5 нм исследовался с помощью двух интерферометров Фабри-Перо с толщинами 2 и 15 см и коэффициентами отражения зеркал 0,92. Первый из них служил предварительным монохроматором и с помощью диафрагмы, расположенной в фокальной плоскости объектива, позволял выделять из всего спектра генерации лазера участок шириной  $\Delta\nu < 1$  ГГц. Второй интерферометр, область дисперсии и разрешение которого составляли 1 ГГц и 25 МГц

соответственно, использовался для наблюдения модового состава генерации в пределах выделенной области спектра  $\Delta\nu$ . Перед вторым интерферометром располагалась рассеивающая линза. Интерференционная картина проецировалась на пленку фотоаппарата объективом с фокусным расстоянием 1300 мм.

Для обоих типов резонаторов при широком варьировании условий возбуждения от порога до насыщения мощности генерации наблюдалась четкая структура продольных мод с высоким контрастом и интервалами между модами, равными  $c/2L$  (рис. 1). Ширина отдельных мод ( $\sim 40$  МГц) близка к обратной длительности импульса генерации. Распределение интенсивности по модам в спектре одиночных импульсов обнаруживало сильные флуктуации, вызванные конкуренцией мод в пределах однородной ширины линии. Во временной структуре одиночных импульсов наблюдались характерные пульсации интенсивности, обусловленные нестационарными изменениями продольных мод. В режиме генерации на многих пространственных модах из-за нарушения пространственной когерентности происходит сглаживание пульсаций.

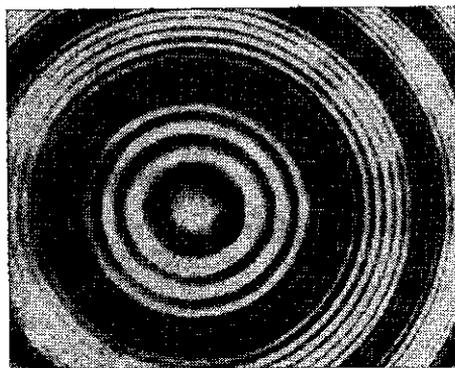


Рис. 1. Интерферограмма модовой структуры спектра генерации лазера на парах меди

Теоретическое рассмотрение формирования модовой структуры в импульсных лазерах с большим усилением, проведенное в работе [5], основано на модели мгновенного включения и выключения усиления. На опыте время возникновения усиления определяется параметрами цепи разряда, а также скоростями релаксационных процессов в усиливающей среде и в лучшем случае сравнимо с временем обхода резонатора  $\tau = 2L/c$ . Прекращение усиления также происходит плавно по мере уменьшения инверсии рабочих уровней [1]. Таким образом, более реальная модель развития спектра генерации должна учитывать изменение во времени коэффициента усиления.

Рассмотрим модель, в которой коэффициент усиления мало меняется за время обхода резонатора. В этом случае нетрудно найти спектральную характеристику резонатора с усиливающей средой с точностью до спектрального интервала порядка обратной величины длительности импульса излучения.

Поле в резонаторе представляет собой суперпозицию бегущих навстречу волн. Будем считать, что генерация развивается из спонтанного излучения, отраженного от зеркала с более высоким коэффициентом отражения  $r_1$  ( $r_1$  и  $r_2$  — амплитудные коэффициенты отражения зеркал,  $r_1 > r_2$ ). На этом зеркале поле уходящей волны удовлетворяет уравнению

$$A(t) = \mathcal{E}_f(t) + F(t)A(t-\tau), \quad (1)$$

где  $\mathcal{E}_f(t)$  — поле «затравочной» волны, из которой развивается генерация,  $F(t) = gr_1r_2 \exp[\alpha(t)l]$ ,  $\alpha(t)$  — ненасыщенный коэффициент усиления среды для интенсивности волны,  $l$  — длина активной среды,  $g$  — фактор, описывающий влияние насыщения ( $g=1$  в линейном режиме). Предполагается, что за время порядка  $\tau$  коэффициент усиления медленно меняется.

Рассмотрим одну из спектральных компонент «затравочного» излучения, положив

$$E_f(t) = A_0 \exp(-i\omega t),$$

и выделим медленную часть  $A_1(t)$  из  $A(t)$ :

$$A(t) = A_0 A_1(t) \exp(-i\omega t).$$

Последняя, как следует из (1), удовлетворяет уравнению

$$A_1(t) = 1 + F(t) A_1(t - \tau) \exp(ix), \quad (2)$$

где  $x = \omega\tau$ . Фактор насыщения  $g$  определяется из уравнения

$$\ln g + \frac{I_1}{I_s} \exp[2\alpha(t)l] r_2^2 (g - \exp[-\alpha(t)l]) (g + r_2^{-2} \exp[-\alpha(t)l]) = 0. \quad (3)$$

Здесь  $I_1 = |A_1(t - \tau)|^2$  — интенсивность волны,  $I_s$  — интенсивность насыщения, нормированная на величину  $|A_0|^2$ .

Соотношение (3) получено путем интегрирования в стационарном приближении уравнений переноса для интенсивностей  $I_+$  и  $I_-$  встречных волн в резонаторе с учетом граничных условий на зеркалах

$$\frac{dI_{\pm}}{dz} = \pm \frac{\alpha(t) I_{\pm}}{I_{\pm} + (I_{+} + I_{-}) I_s^{-1}}. \quad (4)$$

Как видно из (3),  $g = g[t, I_1(t - \tau)]$ . Чтобы описать характерный для большинства лазеров случай квазиоднородного по спектру насыщения усиления (лоренцева ширина линии  $\Delta\nu_L \gg \tau^{-1}$ ), величина  $g$  считалась одинаковой для всех частот  $\omega$  и рассчитывалась по максимальному значению  $I_1(t - \tau)$ , соответствующему резонансной частоте  $\omega_n = 2\pi n\tau^{-1}$ .

Решение уравнения (2) при  $F(t) = \text{const}$  в линейном режиме приводит к результатам работы [5]. В общем случае, когда  $F(t)$  меняется во времени, разобьем полуось  $t > 0$  на отрезки  $[n\tau, (n+1)\tau]$ , где  $n = 1, 2, 3, \dots$ , и обозначим через  $F_n$  значения  $F(t)$  при  $t = n\tau$  на соответствующем отрезке. Положим  $F_n = 0$  для  $n \leq 0$ . Выражение для энергии излучения на единицу площади светового пучка в момент  $t = N\tau$ , найденное из (2), имеет вид

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_N(x) = & \frac{c}{4\pi} |A_0|^2 \frac{\tau}{r_1 r_2} \sum_{n=1}^N F_n \{ [1 + F_{n-1} \cos x + F_{n-1} F_{n-2} \cos 2x + \\ & + \dots + F_{n-1} F_{n-2} \dots F_1 \cos(n-1)x]^2 + [F_{n-1} \sin x + \\ & + F_{n-1} F_{n-2} \sin 2x + \dots + F_{n-1} F_{n-2} \dots F_1 \sin(n-1)x]^2 \}. \end{aligned} \quad (5)$$

Для удобства численных расчетов выражение (5) представлялось в виде

$$\mathcal{E}_N(x) = \frac{c}{4\pi} |A_0|^2 \frac{\tau}{r_1 r_2} \sum_{n=1}^N F_n |A_n|^2, \quad (6)$$

где  $|A_n|^2 = a_n^2 + b_n^2$ ,  $a_n = \text{Re } A_n$ ,  $b_n = \text{Im } A_n$ . Величины  $a_n$  и  $b_n$  находились на основе рекуррентного соотношения

$$A_n = A_{n-1} F_{n-1} \exp(ix) + 1, \quad A_1 = 1,$$

откуда

$$a_n = F_{n-1} (a_{n-1} \cos x - b_{n-1} \sin x) + 1,$$

$$b_n = F_{n-1} (a_{n-1} \sin x + b_{n-1} \cos x),$$

где  $a_1 = 1$ ,  $b_1 = 0$ . При расчетах по формуле (6) на ЭВМ суммирование прекращалось, когда интенсивность генерации падала до уровня интенсивности «затравочного» излучения.

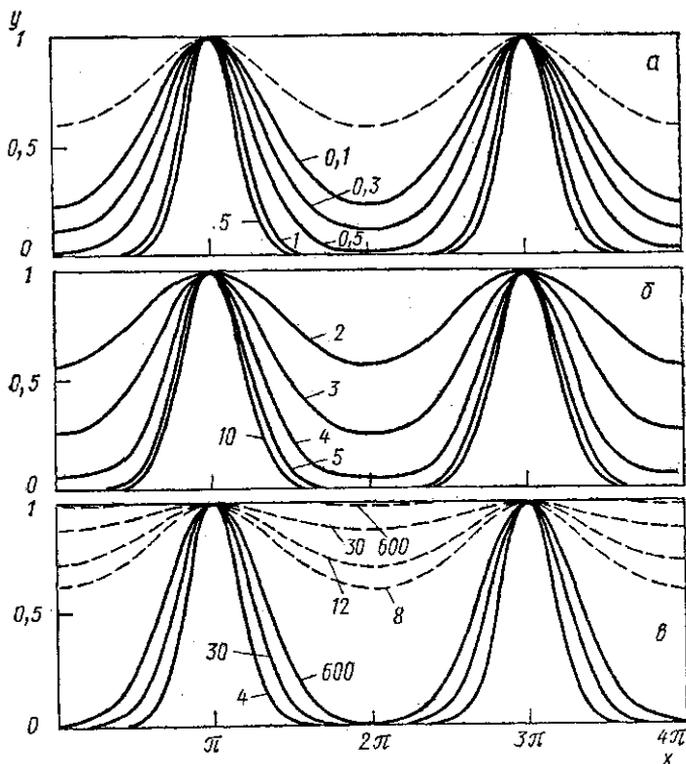


Рис. 2. Модовая структура спектра генерации в линейном режиме (сплошные кривые — импульс (7), пунктир — импульс (8)): влияние крутизны переднего фронта  $m$  при  $F_{\max} = 8$  (а), числа обходов резонатора  $N$  при  $m = 1$ ,  $F_{\max} = 8$  (б) и величины усиления за обход  $F_{\max}$  при  $m = 1$  (в); значения  $m$  (а),  $N$  (б) и  $F_{\max}$  (в) соответственно приведены у кривых

На рис. 2 изображена модовая структура спектра генерации  $y(x) = \mathcal{E}_N(x) / \mathcal{E}_N(0)$ , рассчитанная в линейном режиме. Сплошными кривыми представлены спектры для следующих зависимостей коэффициентов усиления от времени:

$$\alpha(t) = \alpha_{\max} \left( \frac{t}{N_1} \sqrt{\frac{2}{m}} \right)^m \exp \left[ - \left( \frac{t}{N_1} \right)^2 + \frac{m}{2} \right], \quad (7)$$

где  $\alpha_{\max}$  — максимальное значение  $\alpha(t)$ , достигаемое при  $t = N_1 \sqrt{m/2}$ , величина  $m$  характеризует крутизну нарастания фронта импульса. Расчеты проводились при  $r_1 = 1$ ,  $r_2 = 0,2$ ,  $N_1 = 10$ .

На рис. 2, а приведены спектры при значении  $F_{\max} = r_1 r_2 \exp(\alpha_{\max} \times t) = 8$  для импульсов различной формы. Видно, что с уменьшением

крутизны переднего фронта, т. е. с ростом  $m$ , спектральные максимумы сужаются, однако при  $m > 1$  сужение замедляется. Импульсу с прямоугольным передним фронтом и гауссовым «хвостом»

$$\alpha(t) = \alpha_{\max} \exp \left[ - \left( \frac{t}{N_1} \right)^2 \right] \quad (8)$$

соответствует слабо выраженный модовый спектр (пунктир на рис. 2, а), практически совпадающий со спектром для прямоугольного импульса (рис. 3 работы [5],  $F=8$ ).

Зависимость формы спектра от числа проходов  $N$  по резонатору (рис. 2, б) показывает, что формирование структуры спектра происходит на начальном участке роста коэффициента усиления. Это естественно, так как в этой области интерферирующие пучки еще не слишком сильно различаются по амплитуде. Таким образом, уже до достижения максимального значения коэффициента усиления спектр оказывается практически сформированным.

Рост величины усиления за проход  $F_{\max}$  приводит к расширению спектра (рис. 2, в), однако в случае импульса (7) высокий контраст в спектре сохраняется вплоть до чрезвычайно больших значений  $F_{\max} = 10^2 \div 10^3$ . В случае импульса (8) при больших  $F_{\max}$  спектр исчезает (пунктир на рис. 2, в).

Расчеты, проведенные для импульсов (8) с различной крутизной спада коэффициента усиления, показали, что влияние «хвоста» импульса на спектр незначительно.

Формулы (1)–(3) позволяют проанализировать влияние эффекта насыщения на спектр в рамках описанной простейшей модели. На рис. 3, а изображены кривые  $y(x)$ , соответствующие импульсам усиления (7) для  $m=1$  в линейном режиме ( $I_s \rightarrow \infty$ ) и при насыщении ( $I_s = 1000$ ). Как видно, насыщение приводит к значительному сужению максимумов спектра генерации. Влияние насыщения особенно проявляется при импульсах значительной длительно-

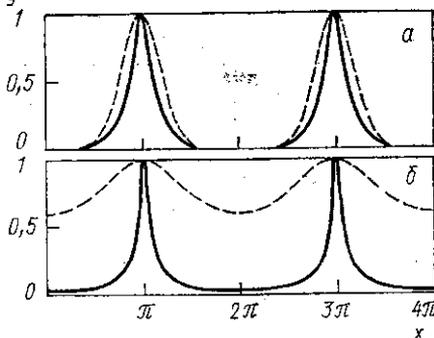


Рис. 3. Модовая структура спектра генерации при насыщении (сплошные кривые) и в линейном режиме (пунктир): импульс (7),  $m=1$ ,  $F_{\max}=8$ ,  $I_s=1000$  (а); прямоугольный импульс длительностью 100  $\tau$ ,  $F=8$ ,  $I_s=100$  (б)

сти. Так, для прямоугольного импульса с  $\tau_{\text{имп}}=100\tau$  насыщение приводит к образованию из слабо выраженной структуры линейного режима контрастной модовой структуры (рис. 3, б). Таким образом, насыщение сильно влияет на спектр генерации, что опровергает высказанное в [5] утверждение о несущественности роли насыщения.

Результаты теоретических расчетов показали, что в лазерах с большим усилением должна формироваться контрастная модовая структура. Решающими факторами в этом являются плавное нарастание усиления в начале импульса и эффект насыщения усиления. Выводы теории согласуются с фактом наблюдения резкой модовой структуры (см. рис. 1) в спектре генерации лазера на парах меди.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Петраш Г. Г. // УФН. 1971. 105, № 4. С. 645—676. [2] Исаев А. А. // Квант. электроника. 1980. 7, № 3. С. 599—607. [3] Исаев А. А., Леммерман Г. Ю. // Кр. сообщ. по физике ФИАН СССР. 1985. № 6. С. 14—17. [4] Casperson L. W. // Opt. Comm. 1973. 8, N 1. P. 85—87. [5] Casperson L. W. // Appl. Opt. 1975. 14, N 2. P. 299—305.

Поступила в редакцию  
16.12.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1988. Т. 29, № 3

УДК 621.378.335

### ОСОБЕННОСТИ ЧАСТОТНОГО ЗАХВАТА В МНОГОПУЧКОВЫХ ГАЗОВЫХ ЛАЗЕРАХ

А. Б. Васильев, П. В. Короленко, В. Г. Макаров, В. Н. Тихомиров

*(кафедра оптики и спектроскопии)*

В экспериментах с газовыми лазерами исследован режим захвата частот многоходовых мод с неаксиальными образующими пучками. Показано, что частотный захват позволяет существенно улучшить качество генерируемого излучения.

Перспектива улучшения параметров излучения широкоапертурных многопучковых лазеров [1, 2], в резонаторах которых возбуждаются сложные суперпозиции вырожденных многоходовых мод (М-мод) [3, 4], зависит от возможности осуществления в них межмодового захвата частоты. Как известно [5, 6], в резонаторах с высокой степенью вырождения собственных типов колебаний из-за влияния оптических aberrаций и астигматизма разброс частот вырожденных мод достигает нескольких МГц. Поэтому один из способов синхронизации поперечных мод в такого рода системах состоит в уменьшении aberrаций и совмещении генерируемых частот [6, 7]. В настоящей работе применительно к многопучковым лазерам рассмотрена другая возможность ликвидации разброса генерируемых частот, основанная на использовании широкополосного межмодового захвата. Механизм такого рода захвата исследовался в работе [8] на примере взаимодействия двух двухчастотных He—Ne лазеров, работающих с одной общей для них активной средой. В основу анализа была положена теоретическая модель, сводящая частотный захват лазеров к захвату двух связанных осцилляторов, частоты которых равны частотам биений между продольными модами.

Проверка действия межмодового захвата в области разброса частот М-мод проводилась в экспериментах с непрерывными He—Ne и Ag<sup>+</sup> лазерами на длинах волн 0,63 и 0,49 мкм, а также с импульсным ТЕА СО<sub>2</sub> лазером с длиной волны 10,6 мкм. В лазерах использовались активные элементы с брестеровскими окнами. He—Ne и Ag<sup>+</sup> лазеры имели конфокальные резонаторы, а СО<sub>2</sub> лазер — полуконфокальный. Структура генерируемых лазерами М-мод задавалась специальными внутрирезонаторными масками. Образующие пучки М-мод представляли собой волны ТЕМ<sub>00</sub>. Никакие меры к ограничению числа генерируемых лазерами продольных мод в экспериментах не принимались. Их число контролировалось с помощью сканирующего интерферометра. Частотные интервалы между модами измерялись по межмодовым фотобиениям, регистрируемым с помощью ФЭУ и спектроанализатора С4-60.