

позволяет расширить возможности управления временными и энергетическими характеристиками таких лазеров.

В заключение авторы благодарят В. Гадописа за измерение времен релаксации центров окраски.

Список литературы

1. Баснев Т. Т., Конюшкин В. А., Лысой Б. Т., Милов С. Б., Осико В. В. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1987. Т. 51. № 8. С. 1440.
2. Бакиновский К. Н., Васильев Н. Н., Рай Г. И., Шаронов Г. В., Шкадаревич А. П. // Вестн. Белорус. ун-та. Сер. 1: Физ. Мат. Мех. 1988. № 1. С. 25.
3. Корниенко Л. С., Кравцов Н. В., Сидоров В. А., Сусов А. М., Яценко Ю. П. // Квантовая электроника. 1985. Т. 12. С. 2369.
4. Бураков В. С., Кононов В. А., Корочкин П. С., Михнов С. А., Хулугуров В. М., Хюппенен В. Н., Чепурной В. А., Шкадаревич А. П. // ЖПС. 1982. Т. 36. С. 494.
5. Иванов Н. А., Иншаков Д. В., Парфеанович И. А., Хулугуров В. М. // Квантовая электроника. 1986. Т. 13. С. 831.

Поступила в редакцию 14.03.88.

УДК 621.373.826.038.823

Д. А. ВОЙТОВИЧ

ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ ПОТЕРИ РЕЗОНАТОРА ГАЗОВОГО ЛАЗЕРА ПРИ БЫСТРОМ ИЗМЕНЕНИИ ЕГО ОПТИЧЕСКОЙ ДЛИНЫ

Управление параметрами лазерного излучения — одна из основных задач квантовой электроники. Методы управления параметрами лазерного излучения, основанные на быстром изменении фазового условия стационарного режима генерации, предложены и теоретически обоснованы в работе [1]. Результаты экспериментов, описанных в [2], дали основание утверждать, что сканирование оптической длины резонатора уменьшает его добротность. Это было использовано в опытах с лазером на рубине для достижения режима генерации, аналогичного режиму с модулированной добротностью [2].

Однако необходимо отметить, что в известной нам литературе сведений о дополнительных потерях, возникающих при сканировании оптической длины лазерного резонатора, нет. Настоящая работа поставлена с целью измерения дополнительных потерь резонатора гелий-неонового лазера, возникающих при быстрой внутррезонаторной фазовой модуляции излучения, а также для выяснения возможности применения такой модуляции в управлении энергетическими характеристиками лазера.

Экспериментальная установка для изучения влияния быстрого изменения фазового условия генерации ($2\pi nL/\lambda_m = m\pi$, где n — усредненное значение показателя преломления внутри резонатора; L — длина резонатора; $m \sim 10^6$ — целое положительное число; λ_m — длина волны генерации) на мощность лазерного излучения состояла из гелий-неонового лазера ЛГ-126 с выносным выходным зеркалом, генерирующего излучение с длиной волны $\lambda = 1,15$ мкм. Для измерения положительных потерь в резонатор лазера помещались две плоскопараллельные кварцевые пластины с изменяющимся углом наклона к оптической оси резонатора. Фазовая модуляция излучения осуществлялась фазовым элементом, в качестве которого использовался электрооптический кристалл ДКДР ($x=y=6$ мм, $z=40$ мм), также помещенный внутрь резонатора лазера. Оптическая ось OZ кристалла совпадала с оптической осью резонатора. Торцы кристалла просветлены для $\lambda = 1,15$ мкм. Для изменения оптической длины резонатора использовался продольный электрооптический эффект. Кристалл мог устанавливаться в двух положениях. В одном из них ось

ОХ параллельна ориентации электрического вектора генерируемой волны в отсутствие напряжения на кристалле. В этом случае при подаче на кристалл напряжения изменялись и фаза, и поляризация генерируемого излучения. В другом положении кристалл располагался так, что параллельно ориентации электрического вектора излучения была направлена наведенная ось ОХ' [3]. При этом модулировалась только фаза излучения.

Питание фазового элемента осуществлялось генератором треугольных импульсов со следующими выходными характеристиками: амплитуда напряжения импульсов 0—1 кВ, рабочая частота $f = 2,00 \pm 0,18$ МГц (отстройка частоты от $f = 2,00$ МГц изменялась дискретно через 0,02 МГц). Регистрирующей системой служили ФЭУ-28 и микровольтметр.

Изучение зависимости интенсивности I генерируемого излучения от частоты модулирующего напряжения (рис. 1) продемонстрировало, что при некоторых частотах модуляции интенсивность резко падает. Сравнение подобных зависимостей для кристаллов различных размеров дало основание предположить, что на частотах резкого изменения интенсивности излучения большую роль играет акустический резонанс в кристалле. Наблюдаемые на опыте резонансы являются следствием проявления его высших гармоник.

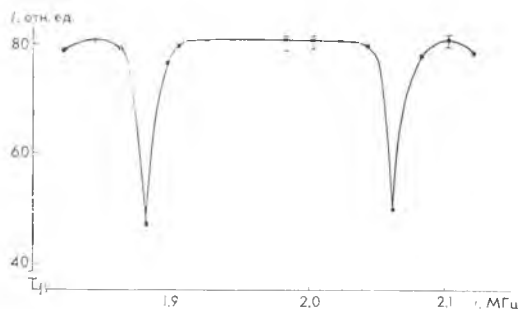


Рис. 1. Зависимость интенсивности генерируемого излучения от частоты модулирующего сигнала

Описанная методика позволила изучить поведение такой важной характеристики лазера, как интенсивность генерируемого излучения при различных модулирующих напряжениях, а следовательно, и при различных дополнительных потерях, вносимых в лазерный резонатор. Интенсивность генерации падает с ростом напряжения на электрооптическом кристалле, причем при используемых напряжениях не наблюдается насыщения этих зависимостей (рис. 2).

Дополнительные потери резонатора лазера, возникающие при быстром изменении его оптической длины, находились методом введения калиброванных потерь. Для этого проведен расчет потерь, вносимых в резонатор двумя плоскопараллельными кварцевыми пластинами при различных углах их наклона к оптической оси резонатора (две пластины брались для того, чтобы луч при изменении их наклона не менял своего пространственного положения). При вычислении полагалось, что поглощение в пластине пренебрежимо мало и потери происходят главным образом за счет отражения от ее граней. Прошедшее сквозь одну пластину излучение в этом случае будет иметь интенсивность $I = I_0 e^{-k_1}$, где k_1 — потери за счет отражения в одной пластине. Долю прошедшего через пластину излучения можно выразить как $I/I_0 = 1 - R$, где R — энергетический коэффициент отражения с учетом многократного прохождения излучения в пластине. Очевидно, что $1 - R = e^{-k_1}$ и, следовательно, $k_1 = -\ln(1 - R)$. Так как в нашем случае в резонатор лазера помещались две пластины, общие потери в них: $k = -2\ln(1 - R)$.

Коэффициент R для угла φ падения излучения на пластину определяется через амплитудный френелевский коэффициент r_φ [4] следующим образом: $R = 2r_\varphi^2 / (1 + r_\varphi^2)$, где [5] $r_\varphi = \frac{\sin 2\varphi - \sin 2\psi}{\sin 2\varphi + \sin 2\psi}$, а ψ — угол преломления.

Представляет интерес экспериментальное изучение зависимости дополнительных потерь, возникающих при изменении оптической длины резонатора, от скорости такого изменения, поскольку подобная зависимость исследована в [1] теоретически. В связи с этим возникла необходимость

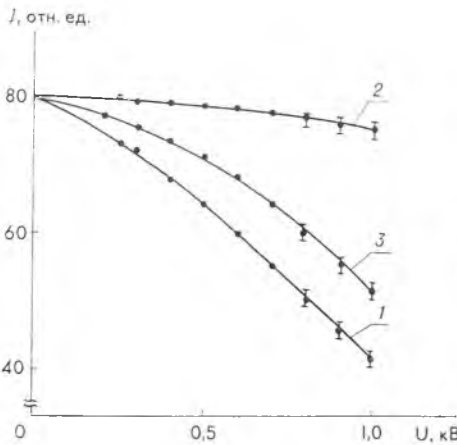


Рис. 2. Зависимость интенсивности генерируемого излучения от напряжения U модулирующего сигнала с частотой 1,88 (1), 2,00 (2) и 2,06 (3) МГц

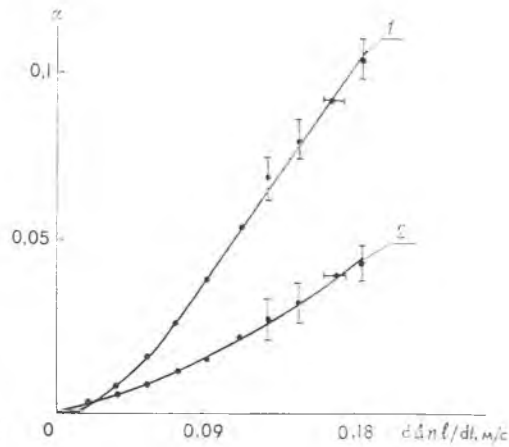


Рис. 3. Зависимость величины дополнительных потерь резонатора от скорости изменения его оптической длины:

1 — случай одновременной модуляции фазы и поляризации, 2 — чисто фазовой модуляции

определения скорости изменения оптической длины $d\Delta nl/dt$ кристалла, соответствующей любой заданной амплитуде импульсов U_0 , подаваемых на него.

Как известно, изменение оптической длины кристалла типа КДР для случая продольного электрооптического эффекта и линейно поляризованного вдоль наведенной оси OX' излучения определяется следующим образом:

$$\Delta nl = \frac{1}{2} n_0^3 r_{63} U, \quad (1)$$

где Δnl — изменение оптической длины кристалла; n_0 — показатель преломления для обыкновенного луча; r_{63} — электрооптический коэффициент кристалла; U — напряжение, подаваемое на кристалл. Если падающее на кристалл излучение линейно поляризовано вдоль оси OX , эллипсе поляризации излучения на выходе описывается формулой [3]

$$\frac{E_{X'}^2}{E^2 \cos^2 \frac{\Gamma}{2}} + \frac{E_{Y'}^2}{E^2 \sin^2 \frac{\Gamma}{2}} = 1, \quad (2)$$

где E — амплитуда падающей волны; $E_{X'}$ и $E_{Y'}$ — составляющие вектора напряженности электрического поля волны вдоль осей OX' и OY' ; Γ — разность фаз этих составляющих на выходе кристалла:

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda} n_0^3 r_{63} U. \quad (3)$$

Учитывая (1) — (3), а также то, что в случае треугольной формы импульсов напряжения, подаваемых на кристалл, усредненный по времени электрооптический эффект в два раза меньше эффекта, наблюдаемого при амплитудном значении напряжения, легко получить следующее выражение для скорости изменения оптической длины кристалла:

$$d\Delta nl/dt = \frac{2f\lambda}{\pi} \arctg(\overline{E_{\min}}/\overline{E_{\max}}), \quad (4)$$

где f — частота модуляции; λ — длина волны излучения; $\overline{E_{\min}}/\overline{E_{\max}}$ — отношение усредненных по времени полуосей эллипса модуляции излучения на выходе кристалла. Таким образом, измерив экспериментально отношение $\overline{E_{\min}}/\overline{E_{\max}}$ для любого значения U_0 амплитуды импульсов, питающих

кристалл, можно было в соответствии с (4) определить скорость изменения оптической длины кристалла, а следовательно, и резонатора лазера.

Измерения величины $\overline{E_{\min}}/\overline{E_{\max}}$ проводились следующим образом. Излучение лазера пропускалось через поляризатор и регистрировалось ФЭУ. Вращением поляризатора вокруг оси луча устанавливались минимальное и максимальное значения сигнала на выходе ФЭУ, отношение которых давало квадрат искомой величины.

На рис. 3 изображены экспериментальные зависимости величины дополнительных потерь резонатора от скорости изменения его оптической длины. Как упоминалось, экспериментальная установка позволяла производить как модуляцию фазы и поляризации одновременно, так и чисто фазовую модуляцию излучения внутри резонатора. Сопоставление кривых рис. 3 позволяет сделать вывод, что, хотя дополнительные потери, вносимые в лазерный резонатор при одновременной модуляции фазы и поляризации, больше, чем дополнительные потери при чисто фазовой модуляции излучения, те и другие, тем не менее, являются величинами одного порядка. Это подтверждает вывод, что для управления параметрами генерации лазера можно успешно использовать не только модуляцию поляризации [3], но и модуляцию фазы [1].

Таким образом, полученные результаты позволили оценить дополнительные потери для резонатора газового лазера, возникающие при скорости изменения его оптической длины: $d\Delta n/dt \sim 0,1-0,2$ м/с, что качественно согласуется с результатами расчета, полученными на основании формул работы [1] при использовании исходных данных, близких к реализуемым в условиях опытов. В принципе возможно достижение много больших скоростей $d\Delta n/dt$, при этом, исходя из полученных экспериментальных данных, следует ожидать увеличения эффективности использования фазовых методов для управления параметрами генерируемого излучения.

Список литературы

1. Войтович А. П. // Докл. АН БССР. 1983. Т. 27. № 9. С. 798.
2. Войтович А. П., Овсячук С. И., Рунец Л. П. 1984. Т. 28. № 10. С. 883.
3. Мустель Е. Р., Парыгин В. Н. Методы модуляции и сканирования света. М., 1970.
4. Войтович А. П., Кацев И. Л. // ЖПС. 1965. Т. 3. Вып. 1. С. 38.
5. Ландсберг Г. С. Оптика. М., 1976.

Поступила в редакцию 17.11.87.

УДК 621.396.677

В. А. СЕМЕНЕНЯ

ЗАДАЧА ИЗЛУЧЕНИЯ ФАР КРУГЛЫХ ВОЛНОВОДОВ

В настоящее время большое внимание уделяется исследованию фазированных антенных решеток (ФАР), использующих в качестве излучателей открытый конец круглого волновода [1, 2]. Такие ФАР расширяют возможность реализации требуемых характеристик и отличаются простотой в изготовлении.

Постановка задачи. Рассматриваемая модель ФАР представляет собой плоскую бесконечную двумерную периодическую структуру из идентичных излучателей, расположенных в узлах прямоугольной сетки с периодами d_1 по оси X и d_2 по оси Y (см. рисунок). В качестве излучателя ФАР используется раскрыт круглого волновода с радиусом R , который выбирается так, чтобы в волноводе распространялась волна только основного типа. Возбуждение антенной решетки осуществляется системой падающих волн в волноводах, соответствующих режиму ФАР, когда ам-