резонатора, что приводит к большой доле спонтанного излучения. В работе [5] получено уменьшение выходной мощности в режиме синхронизации мод (λ=514,5 нм) при длине резонатора 2 м на 60% от мощности в режиме свободной генерации. В случае синхронизации на удвоенной частоте можно считать, что в резонаторе существуют два импульса, разделенные временным интервалом и последовательно снимающие возбуждение верхнего лазерного уровня. Доля спонтанного излучения при этом уменьшается и выходная мощность практически не меняется. Средняя мощность излучения в режиме синхронизации мод на частоте межмодовых биений составляла 150 мВт. Полученные результаты хорошо согласуются с данными работ [3—5].

Проведенные исследования показывают возможность синхронизации мод аргонового лазера не только на частоте межмодовых биений, но и на удвоенной частоте. При этом модуляция на удвоенной частоте не приводит к уменьшению интегральной мощности лазера. Поскольку стандартные трубки аргоновых лазеров имеют длину порядка 1 м, повышение частоты следования импульсов осуществимо именно при модуляции на частотах, кратных частоте межмодовых биений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Борисова М. С.— Оптика и спектроскопия, 1972, т. 33, вып. 6, с. 1134.
2. Виноградов А. В., Криндач Д. П., Назаров Б. И., Салимов В. М.— В сб.: Лазеры на основе сложных органических соединений и их применение. Тез. докл. II Всесоюзной конфер. (Душанбе, 1977).— Минск, 1977, с. 47.
3. Bennet W. R., Carlin Ir., D. B., Collins G. I.— IEEE. J. Quantum Electronics, 1974, v. 10, № 1, p. 97.
4. Chan C. K., Sari S. O.— Appl. Phys. hett., 1974, v. 25, № 7, p. 403.
5. Кестер, Даубен.— Приборы для научных исследований, 1978, № 8, с. 177.
6. Siegman A. E., Kuizenga D. J.— Opto-electronics, 1970, v. 6, p. 43.

Поступила в редакцию 04.07.79.

НИИ ПФП

УДК 621.375

ФАМ ЧОНГ ХЬЕН, Б. Ю. ХАНОХ, А. П. ХАПАЛЮК

ОСОБЕННОСТИ ГЕНЕРАЦИИ В РЕЗОНАТОРЕ С ТЕТРАЭДРИЧЕСКИМ ПРИЗМЕННЫМ ОТРАЖАТЕЛЕМ

Особенностью тетраэдрического призменного отражателя является строго обратное направление распространения отраженного им луча по сравнению с падающим, что позволяет применять его в лазерном резонаторе в качестве отражающего элемента. По этому вопросу имеется несколько публикаций [1, 3], но систематических исследований, по-видимому, не проводилось. Например, в [1] рассмотрены лишь собственные состояния поляризации одного из вариантов резонатора с тетраэдрической призмой. Характерной особенностью таких отражателей следует считать существенное усложнение их поляризационных характеристик [2]. В данной работе исследуются основные особенности генерации в резонаторе, усложненном одной отражающей тетраэдрической призмой.

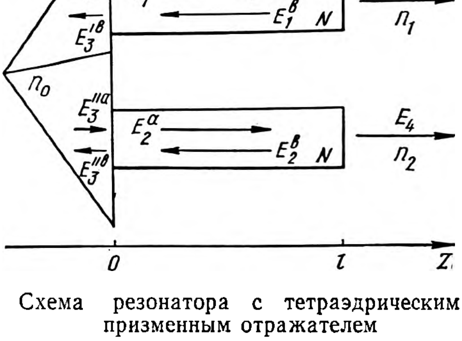

Схема резонатора с тетраэдрическим призменным отражателем

Модель изучаемого резонатора и необходимые обозначения показаны на рисунке. Два одинаковых стержня активной среды выставлены параллельно, свободные концы их граничат со средами, показатели преломления которых n_1 и n_2. К противоположным их концам вплотную ставится тетраэдрический призменный отражатель с показателем преломления n_0 так, чтобы поперечные сечения стержней полностью находились в двух противоположных секторах отражения входной грани призмы. Это необходимо для согласования поляризационных характеристик резонатора, так как лучи, отраженные от разных секторов, имеют различные поляризации [2].

Условие стационарной генерации в таком резонаторе можно получить обычным методом в плосковолновом приближении. Естественно ограничиться одномерными волнами с перпендикулярным к плоской границе стержень — призма направлением распространения. Эти волны могут быть записаны в виде

$$\vec{E}_j^a = \vec{A}_j e^{-ikN_j z},\ \vec{H}_j^a = N_j \vec{E}_j^b,\ \vec{A}_j = a_{js}\vec{s} + a_{jp}\vec{p},\ \vec{E}_j^b = \vec{B}_j e^{ikN_j z},\ \vec{H}_j^b = -N_j \vec{E}_j^b,$$
$$\vec{B}_j = b_{js}\vec{s} + b_{jp}\vec{p}\ (j = 0,\ 1,\ 2,\ \ldots), \tag{1}$$

где $\vec{E}_j^a$ и $\vec{H}_j^a$ — электрический и магнитный векторы волн, распространяющихся вдоль положительного, а $\vec{E}_j^b$ и $\vec{H}_j^b$ — отрицательного направления оси z; $\vec{A}_j$ и $\vec{B}_j$ — их амплитуды; N_j — показатель преломления среды, в которой распространяется волна, $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число; λ — длина волны в вакууме. Поляризация волн на данном этапе не конкретизируется; коэффициенты a_{js}, a_{jp}, b_{js} и b_{jp} могут принимать произвольные значения, а $\vec{s}$ и $\vec{p}$ — единичные взаимно перпендикулярные векторы, лежащие в плоскости, перпендикулярной оси z.

Как обычно, значения амплитуд $\vec{A}_j$ и $\vec{B}_j$ волны определятся из условия непрерывности тангенциальных составляющих поля при переходе через границы различных сред. На свободных концах стержня ($z = l$) эти условия запишутся в виде

$$\vec{A}_0 e^{-ikn_1 l} = \vec{A}_1 e^{-ikNl} + \vec{B}_1 e^{ikNl},\ n_1\ \vec{A}_0 e^{-ikn_1 l} = N(\vec{A}_1 e^{-ikNl} - \vec{B}_1 e^{ikNl}),$$
$$\vec{A}_4 e^{-ikn_2 l} = \vec{A}_2 e^{-ikNl} + \vec{B}_2 e^{ikNl},$$
$$n_2 \vec{A}_4 e^{-ikn_2 l} = N(\vec{A}_2 e^{-ikNl} - \vec{B}_2 e^{ikNl}), \tag{2}$$

где $N = n + i\varkappa$ — комплексный показатель преломления активных стержней.

Аналогичные равенства получаются на границе стержень — призма ($z=0$):

$$\vec{A}_1 + \vec{B}_1 = \vec{A}_3' + \vec{B}_3',\ N(\vec{A}_1 - \vec{B}_1) = n_0(\vec{A}_3' - \vec{B}_3'),$$
$$\vec{A}_2 + \vec{B}_2 = \vec{A}_3'' + \vec{B}_3'',\ N(\vec{A}_2 - \vec{B}_2) = n_0(\vec{A}_3'' - \vec{B}_3''). \tag{3}$$

К уравнениям (2)—(3) следует добавить уравнения связи между амплитудами волн, распространяющихся внутри призмы. Эти уравнения нетрудно записать, если известна матрица, характеризующая поляризующее действие самой призмы.

В общем случае на границе $z=0$ условия связи для векторных амплитуд волн, распространяющихся внутри призмы, могут быть записаны в виде

$$A_3' = CB_3'' e^{-ikn_0 d},\ A_3'' = CB_3' e^{-ikn_0 d}, \tag{4}$$

где A_3, B_3 — матрицы-столбцы,

$$A_3 = \begin{pmatrix} a_{3s} \\ a_{3p} \end{pmatrix}, \ B_3 = \begin{pmatrix} b_{3s} \\ b_{3p} \end{pmatrix};$$

C — 2×2-матрица поляризующего действия призмы, конкретный вид которой приводится в работе [2]. Величина kn_0d в (4) определяет набег фазы волн при распространении их внутри призмы.

Методом исключения отдельных амплитуд систему уравнений (2)—(4) можно свести к системе двух линейных алгебраических уравнений относительно коэффициентов a_{4s} и a_{4p}:

$$\begin{aligned} &(C_{22}Y - C_{11})\,a_{4s} - (Y+1)\,C_{12}a_{4p} = 0, \\ &(Y+1)\,C_{21}a_{4s} - (C_{11}Y - C_{22})\,a_{4p} = 0, \end{aligned} \tag{5}$$

где C_{ij} $(i,\ j = 1,\ 2)$ — компоненты матрицы C, $R_j = \dfrac{N - n_j}{N + n_j}$ $(j = 0,\ 1,\ 2)$ — амплитудные коэффициенты отражения Френеля;

$$Y = \frac{1}{|C|}\, e^{ikn_0d}\ \frac{R_0\,(R_1 + R_2) - R_0^2\, R_1\, R_2\, e^{-2ikNl} - e^{2ikNl}}{R_0\,(R_1 + R_2) - R_0^2\, e^{\,2ikNl} - R_1R_2\, e^{-2ikNl}}, \tag{6}$$

$|C| = C_{11}C_{22} - C_{12}C_{21}$ — определитель матрицы C.

Условием стационарной генерации является разрешимость системы (5), которая записывается в виде:

$$Y^2 - \left(\frac{C_s^2}{|C|} - 2\right) Y + 1 = 0. \tag{7}$$

Это алгебраическое уравнение имеет решение:

$$Y = \frac{1}{2|C|}\left(C_s^2 - 2\,|C| \pm C_s \sqrt{C_s^2\ 4\,|C|}\ \right) = \frac{\sigma^2}{|C|}, \tag{8}$$

где $C_s = C_{11} + C_{22}$ — след матрицы C, а величина σ, определяемая из (8), называется собственным значением собственного состояния поляризации призмы [2] и характеризует изменение фазы и амплитуды волн при отражении от боковых граней призмы. Если в призме нет потерь энергии волны, то σ будет определять только сдвиг фазы, возникающий при отражениях на боковых гранях призмы, и по модулю будет равна единице [1] $(\sigma = \exp(i\gamma_0)$, γ_0 — действительное число).

Если на боковых гранях призмы выполняется условие полного внутреннего отражения, то фазовый сдвиг γ_0 определяется по формуле

$$\gamma_0 = \frac{3}{2}\,(\varphi + \chi) - \frac{\Pi}{2} \pm \arccos\left[\frac{1}{2}\left|\sin\frac{\gamma}{2}\right|\left(2 + \cos^2\frac{\gamma}{2}\right)\right], \tag{9}$$

где φ, χ и γ определяются из формул Френеля;

$$\operatorname{tg}\frac{\varphi}{2} = \frac{\sqrt{n_0^2\sin^2\Theta - 1}}{n_0\cos\Theta},\quad \operatorname{tg}\frac{\chi}{2} = n_0^2\operatorname{tg}\frac{\varphi}{2},\quad \operatorname{tg}\frac{\gamma}{2} = \operatorname{tg}\frac{\varphi - \chi}{2}, \tag{10}$$

Θ — угол падения луча на отражающую боковую грань призмы.

Подставив (8) в (6) и решая получившееся уравнение относительно $\exp(-2ikNl)$, получим условие генерации в виде:

$$e^{-2ikNl} = \frac{R_0\,(R_1 + R_2)\,(\rho - 1) \pm \sqrt{R_0^2\,(R_1 - R_2)^2\,(\rho - 1)^2 + 4R_1\,R_2\rho\,(1 - R_0^2)^2}}{2\,R_1\,R_2\,(\rho - R_0^2)}, \tag{11}$$

где $\rho = \exp 2i(\gamma_0 - kn_0d)$.

Из (11) видно, что роль призмы определяется параметром ρ. Влиянием призмы можно пренебречь, если матрица ее поляризационного действия будет единичной $(C = 1)$ и сдвиг фазы внутри призмы кратен π $(kn_0d = m\pi,\ m = 0,\ 1,\ 2,\ \ldots)$. В этом случае $\rho = 1$, (11) переходит в обычное условие генерации простого резонатора с активным стержнем длиной $2l$:

$$\sqrt{R_1 R_2}\, e^{-2ikNl} = \pm 1. \tag{12}$$

Другой предельный случай получается, если волна не проникает в призму ($R_0=1$), тогда (11) переходит в обычное условие генерации каждого стержня по отдельности:

$$R_j e^{-2ikNl} = 1\,(j=1,\ 2). \tag{13}$$

Для того, чтобы выяснить отличие резонатора с тетраэдрической призмой от обычного простого резонатора, необходимо провести сравнение результатов исследования (11) и предельных условий (12) и (13).

Проще такой анализ провести для чистого случая симметричного резонатора, когда $R_1=R_2=R\,(n_1=n_2=n)$. При этом условие генерации (11) несколько упрощается:

$$Re^{-2ikNl} = \frac{1 \pm R_0\sqrt{\rho}}{R_0 \pm \sqrt{\rho}} = \frac{1 \pm R_0 e^{i(\gamma_0 - kn_0 d)}}{R_0 \pm e^{i(\gamma_0 - kn_0 d)}}. \tag{14}$$

Выделяя модуль и фазу в комплексном уравнении (14), получаем фазовое и энергетическое условия генерации:

$$2knl = 2m\pi + \alpha = \operatorname{arctg} \frac{(1 - r_0)\sin(\gamma_0 - kn_0 d)}{(1 + r_0)\cos(\gamma_0 - kn_0 d) \pm 2\sqrt{r_0}\cos\alpha_0};$$

$$re^{4k\chi l} = \frac{1 + r_0 \pm 2\sqrt{r_0}\cos(\gamma_0 + \alpha_0 - kn_0 d)}{1 + r_0 \pm 2\sqrt{r_0}\cos(\gamma_0 - \alpha_0 - kn_0 d)}, \tag{15}$$

где целое число m определяет номер собственной частоты, а r, r_0, α и α_0 можно найти из тождеств $R = \sqrt{r}\,e^{i\alpha}$, $R_0 = \sqrt{r_0}\,e^{i\alpha_0}$.

Фазовое и энергетическое условия генерации соответствующего простого резонатора (12) при $R_1=R_2=R$ записываются в виде

$$2knl - \alpha = m\pi,\quad re^{4k\chi l} = 1. \tag{16}$$

Сравнение формул (15) и (16) показывает, что точное определение собственных частот резонатора с призмой требует решения трансцендентного уравнения (15). Однако в общем случае спектр собственных частот резонатора с призмой и без призмы неодинаков. К тому же спектр резонатора с призмой неэквидистантен, и его характеристики зависят от геометрических размеров призмы. Спектры обоих резонаторов будут совпадать только при условии $(1-r_0)\sin(\gamma_0 - kn_0 d) = 0$.

Порог генерации определяется из второго уравнения в (15). Для простого резонатора правая часть этого уравнения равна единице. Поэтому для мод, у которых правая часть во втором уравнении (15) меньше единицы, порог генерации будет ниже, чем в резонаторе без призмы: если больше единицы — порог генерации будет выше. Призма не изменяет порога генерации при условии $\sin\alpha_0 \sin(kn_0 d - \gamma_0) = 0$. Если $\sin\alpha_0 = 0$, для всех собственных типов колебаний порог генерации оказывается неизменным. Второе условие $\sin(kn_0 d - \gamma_0) = 0$, вообще говоря, может выполняться только для отдельных типов колебаний.

В зависимости от размеров призмы d правая часть энергетического условия (15) генерации периодически изменяется от минимального $\frac{(1-\sqrt{r_0})^2}{(1+\sqrt{r_0})^2}$ до максимального $\frac{(1+\sqrt{r_0})^2}{(1-\sqrt{r_0})^2}$ значения.

В зависимости от этого левая часть этого равенства будет изменяться в пределах:

$$\left(\frac{1-\sqrt{r_0}}{1+\sqrt{r_0}}\right)^2 \leqslant re^{4k\varkappa l} \leqslant \left(\frac{1+\sqrt{r_0}}{1-\sqrt{r_0}}\right)^2, \tag{17}$$

поэтому при достаточно большом значении d интервал возможного изменения порога генерации может оказаться велик. При этом для одной части собственных колебаний порог уменьшается, для второй части — увеличивается, и величина этого изменения зависит от частоты колебания. Таким образом, резонатор с призмой является селективным по порогу генерации.

Наконец, поляризационные характеристики резонатора с призмой совершенно иные, чем резонатора без призмы. Все собственные типы колебаний резонатора с призмой имеют вполне определенную поляризацию — собственную. Состояние поляризации выходного излучения E_4 определяется отношением $a_{4p} : a_{4s}$ и, согласно (5), равно

$$\frac{a_{4p}}{a_{4s}} = \frac{C_{22} Y - C_{11}}{(Y+1) C_{12}} = \frac{\sigma - C_{11}}{C_{12}}. \qquad (18)$$

Такое состояние поляризации совпадает с собственным состоянием поляризации призмы [1]. Известно, что при нормальном падении света на плоскую поверхность, поляризационные характеристики для преломления отраженного и падающего света одинаковы. Следовательно, резонатор с тетраэдрической призмой характеризуется собственной поляризацией, которая совпадает с собственной поляризацией самой призмы. Каждая такая призма имеет две собственные (как правило, эллиптические) поляризации. Только в одной из двух этих поляризаций и будет находиться излучение самого резонатора.

Таким образом, при использовании в лазерном резонаторе тетраэдрической призмы полного отражения появляются новые параметры, изменением которых можно существенно управлять основными характеристиками лазера: спектром, порогом генерации и поляризацией выходящего луча.

ЛИТЕРАТУРА

1. Peck E. R.— IOSA, 1962, v. 52, № 3, p. 253.
2. Бондаренко И. Д., Ханох Б. Ю.— Вестн. Белорусского ун-та. Сер. 1, физ., мат. и мех., 1979, № 1, с. 7.
3. Мэйтлэнд А., Данн М. Введение в физику лазеров.— М., 1978.

Поступила в редакцию 06.09.79.

НИИ ПФП