

ПОЛЕ В РЕЗОНАТОРЕ С ДВУМЯ ФАЗОВЫМИ ПЛАСТИНКАМИ, БЛИЗКИМИ К ЧЕТВЕРТЬВОЛНОВЫМ

М. А. Губин, Г. И. Козин и Е. Д. Проценко

В работе исследован характер собственных поляризаций поля в лазере с двумя анизотропными фазовыми пластинками, близкими к четвертьволновым, для областей между фазовыми пластинками и вне их. Установлено различие в характере взаимодействия аксиальных мод лазера в зависимости от того, в какой из этих областей помещена активная среда. Предложен способ оценки качества четвертьволновых фазовых пластин.

Использование явления взаимодействия аксиальных мод в газовых лазерах позволило в последнее время получить узкие и контрастные резонаторы мощности [1], обеспечившие достижение высокой стабильности частоты лазера [2], и разработать новую методику измерения малых оптических плотностей среды, отличающуюся высокой чувствительностью и высоким временным разрешением [3].

Изучение таких взаимодействий и указанные выше их практические применения обычно основываются на использовании анизотропных резонаторов, представляющих собой резонатор Фабри—Перо с внесенными в него двумя фазовыми пластинками.

Применение такого резонатора позволяет эффективно влиять на характер и степень взаимодействия мод

(«ожесточать» или «смягчать» конкуренцию). Это достигается возможностью плавной регулировки межмодового расстояния от 0 до $c/4L$ [3, 4], а также изменения характера поляризации взаимодействующих волн и пространственного сдвига между ними. Кроме того, в этом случае две соседние моды обладают различными поляризациями, что позволяет регистрировать каждую из них без применения спектральных приборов высокого разрешения.

Ясно, что для понимания процессов взаимодействия аксиальных мод лазера с анизотропным резонатором необходимо выяснить характер поля в таком лазере. В работе [5] был проведен расчет поляризации поля бегущей волны в анизотропном резонаторе вне области между фазовыми пластинками. Пластинки предполагались одинаковыми. Для нашего случая необходимо знать характер поляризации поля как бегущей, так и стоячей волны в областях между фазовыми пластинками и вне их, учитывая при этом не только отклонения каждой из пластин от четвертьволновой, но и малые различия между ними.

Схема исследуемого резонатора, состоящего из зеркал r_1 и r_2 и фазовых пластин m_1 и m_2 с относительным углом поворота θ , показана на рис. 1. Расчет его собственных поляризаций, как и в [5], проводился методом матриц Джонса [6] и для волны, бегущей вне области между фазовыми

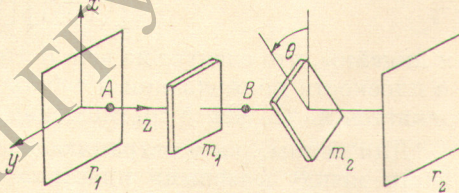


Рис. 1. Схема исследуемого анизотропного резонатора.

пластинами (т. А) в положительном направлении оси z , было получено выражение

$$\left[\left(\frac{\mathcal{E}_x}{\mathcal{E}_y} \right)_A \right]_{1,2}^+ = - \left(\varphi - \frac{\pi}{2} \right) \operatorname{ctg} \theta + \delta\varphi \operatorname{tg} \theta \pm \sqrt{1 + \left(\varphi - \frac{\pi}{2} \right)^2 \operatorname{ctg}^2 \theta + (\delta\varphi)^2 \operatorname{tg}^2 \theta}, \quad (1)$$

где $\mathcal{E}_x$ и $\mathcal{E}_y$ — компоненты электрического поля волны в плоскости xy , перпендикулярной направлению ее распространения, $\varphi = (\varphi_1 + \varphi_2)/2$, $\delta\varphi = (\varphi_1 - \varphi_2)/2$, $|\varphi - (\pi/2)| \ll 1$, $|\delta\varphi| \ll 1$; φ_1 и φ_2 — разности фаз между обычным и необыкновенным лучами, вносимыми фазовыми пластинами m_1 и m_2 в проходящую волну. Знак «+» сверху указывает на то, что волна распространяется в положительном направлении. Учет неодинаковости

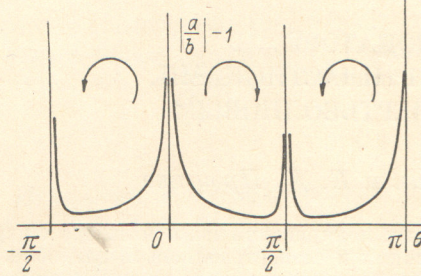


Рис. 2. Характер одной из собственных поляризаций исследуемого резонатора в зависимости от угла между осями фазовых пластинок.

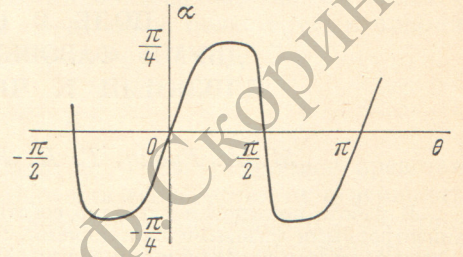


Рис. 3. Расчетная зависимость угла между направлением одной из собственных поляризаций резонатора и осью ближайшей фазовой пластины в области вне фазовых пластин от угла между их осями.

пластин привел к появлению в (1) членов, содержащих $\operatorname{tg} \theta$. Из (1) видно, что собственные поляризации взаимно ортогональны, так как

$$\left[\left(\frac{\mathcal{E}_x}{\mathcal{E}_y} \right)_A \right]_1^+ \left[\left(\frac{\mathcal{E}_x}{\mathcal{E}_y} \right)_A \right]_2^{+*} = -1 \quad (2)$$

и линейны, что следует из действительности выражения (1). Угол наклона α плоскости поляризации в собственных осях фазовой пластины m_1 определяется из (3) через соотношение $\operatorname{ctg} \alpha = (\mathcal{E}_x / \mathcal{E}_y)_A$.

Для волны, распространяющейся в положительном направлении в области между фазовыми пластинами (т. В), используя матрицу Джонса для фазовой пластины, близкой к четвертьволновой, можно получить

$$\left(\frac{\mathcal{E}_x}{\mathcal{E}_y} \right)_B^+ \simeq i \left(\frac{\mathcal{E}_x}{\mathcal{E}_y} \right)_A^+. \quad (3)$$

Отсюда с учетом (2) видно, что собственными векторами бегущей волны в области между фазовыми пластинами являются ортогонально ориентированные эллипсы с противоположными направлениями вращения, а их оси в первом приближении совпадают с осями фазовой пластинки m_1 . Отношение оси a в направлении x к оси b в направлении y для них

$$\left(\frac{a}{b} \right)_{1,2} = - \left(\varphi - \frac{\pi}{2} \right) \operatorname{ctg} \theta + \delta\varphi \operatorname{tg} \theta \pm \sqrt{1 + \left(\varphi - \frac{\pi}{2} \right)^2 \operatorname{ctg}^2 \theta + (\delta\varphi)^2 \operatorname{tg}^2 \theta}. \quad (4)$$

Из этой формулы видно, что ортогональные собственные поляризации близки к круговым, если θ не слишком близок к 0 или $\pi/2$, а при приближении к этим точкам быстро (как $\operatorname{ctg} \left(\frac{\theta}{\pi - 2\varphi} \right)$ при $\theta \rightarrow 0$ и как $\operatorname{ctg} \left[-\frac{\theta - (\pi/2)}{2\delta\varphi} \right]$ при $\theta \rightarrow \pi/2$) преобразуются в линейные. Диапазоны углов, в пределах которых это происходит, определяются величинами $(\pi/2) - \varphi$ и $\delta\varphi$ соответственно. После прохождения какой-либо из этих точек поляризации вновь становятся близкими к круговым, но с другими направлениями вращения. Ход зависимости $|a/b| - 1$ для одной из собственных поляризаций показан на рис. 2.

По виду этой зависимости можно определить величины φ_1 и φ_2 , но экспериментально удобнее их определять по зависимости угла α между направлением линейной поляризации в точке A и осью первой фазовой пластины от θ . Такая зависимость имеет вид, показанный на рис. 3, и для нее $d\alpha/d\theta|_{\theta=0}=1/(\pi-2\varphi)$, $d\alpha/d\theta|_{\theta=\pi/2}=-1/2\delta\varphi$.

Следовательно, по тангенсам углов наклона этой кривой к оси абсцисс в точках $\theta=0$ и $\theta=\pi/2$ можно определить φ и $\delta\varphi$, а следовательно, φ_1 и φ_2 .

Теперь рассмотрим характер собственных поляризаций стоячей волны в области между фазовыми пластинками. Для волны, бегущей в отрицательном направлении через точку B аналогично (3) можно получить

$$\left(\frac{\varepsilon_x}{\varepsilon_y}\right)_B^- \simeq i \left(\frac{\varepsilon_x}{\varepsilon_y}\right)_A^+ \quad (5)$$

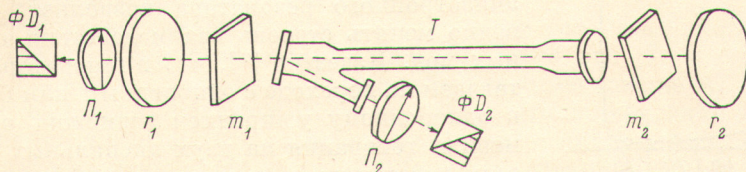


Рис. 4. Схема экспериментальной установки.

Тогда из (3) и (5) для одной из собственных поляризаций стоячей волны имеем

$$\left. \begin{aligned} (E_{Bx})_1 &= -\varepsilon \cos \alpha \sin k_1 z \cos \omega_1 t, \\ (E_{By})_1 &= \varepsilon \sin \alpha \cos k_1 z \cos \omega_1 t. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Для другой поляризации, ортогональной к первой,

$$\left. \begin{aligned} (E_{Bx})_2 &= \varepsilon \sin \alpha \sin k_2 z \cos \omega_2 t, \\ (E_{By})_2 &= \varepsilon \cos \alpha \cos k_2 y \cos \omega_2 t. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Здесь $\varepsilon = |(E)_{1,2}|$.

Из этих выражений видно, что векторы $(E_B)_1$ и $(E_B)_2$ с изменением координаты z вращаются в противоположные стороны, а их концы описывают винтовые линии, проекции которых на плоскость xy есть эллипсы (векторы описывают эллиптические винты). Оси этих эллипсов ориентированы перпендикулярно друг к другу.

Эллиптичность определяется углом α (рис. 3) и имеет зависимость от θ такую же, как и зависимость, изображенная на рис. 2.

В точках $\alpha=0, \pi/2$ ($\theta=0$ или $\pi/2$) собственные поляризации стоячей волны оказываются линейными, перпендикулярными друг к другу с относительным пространственным сдвигом δ в четверть длины волны. Если θ не слишком близок к одной из этих точек ($||a/b|-1| \ll 1$), то проекции винтовых линий, описываемых векторами $(E_B)_1$ и $(E_B)_2$, переходят в круги (векторы описывают «чистые винты»).

Экспериментальные исследования проводились в He—Ne лазере на длине $\lambda=3.39$ мкм. Газоразрядная трубка T помещалась в резонатор, образованный зеркалами r_1, r_2 , как между фазовыми пластинками m_1 и m_2 (рис. 4), так и при необходимости вне их и имела торцовые окна, расположенные почти перпендикулярно к оси резонатора с тем, чтобы не вызывать анизотропных потерь для двух взаимно ортогональных линейных поляризаций. Длина резонатора 40 см, давление в трубке 2 тора. Выходное излучение регистрировалось фотодиодами ΦD_1 и ΦD_2 , перед каждым из них помещался поляризатор из кальцита (Π_1, Π_2). На приемник ΦD_1 попадало излучение бегущей волны после прохождения ею обеих пластин, поэтому оно всегда было поляризовано линейно в направлении, зависящем от θ [см. формулу (1)].

Приемник ΦD_2 регистрировал излучение бегущей волны, отраженное от окошка трубки, т. е. из области между пластинами. Характер поляризации этого излучения в зависимости от θ представлен на рис. 5. При $\theta=0$ поляризация линейная, затем быстро переходит в практически круговую и затем снова в линейную при $\theta=\pi/2$. (Эти измерения проводились при работе лазера в одночастотном режиме). Для сравнения на этом же рисунке по формуле (4) построена теоретическая кривая для $\varphi - (\pi/2)=0.25$, $\delta\varphi=0.04$. Экспериментальные и теоретические результаты согласуются очень хорошо. Поляризация волны, бегущей в противоположную сторону, ведет себя аналогичным образом.

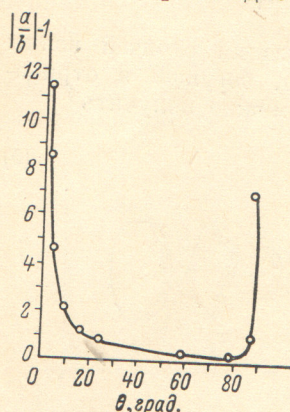


Рис. 5. Зависимость эллиптичности бегущей волны от угла между осями фазовых пластинок. (На теоретическую кривую наложены экспериментальные точки).

Мы уже говорили о том, что использование анизотропного резонатора позволяет существенно менять степень взаимодействия аксиальных мод. Известно [7], что в генераторе, работающем на переходе с однородным или близким к однородному уширением возможна одновременная генерация на двух аксиальных модах, если расстояние ν_{12} между ними больше некоторого критического $\nu_{кр.}$. Двухмодовая генерация при этом осуществляется в некоторой частотной области Δ около симметричного относительно центра линии расположения мод. В соответствии с этим, если в резонаторе (рис. 4) путем изменения θ установить расстояние между ортогонально поляризованными модами $\nu_{12} > \nu_{кр.}$, то при изменении положения мод относительно центра линии будет попеременно осуществляться либо одночастотная генерация (на одной или другой моде), либо двухчастотная на ортогонально поляризованных модах. На рис. 6 показана осциллограмма мощности одной из мод в указанном режиме. Здесь вертикальные отрезки кривых отвечают одновременной генерации двух мод. Соответствующие им частотные интервалы на оси абсцисс есть Δ . Сплошные верхние участки соответствуют генерации данной моды, сплошные нижние — генерации другой моды, ортогональной к первой.

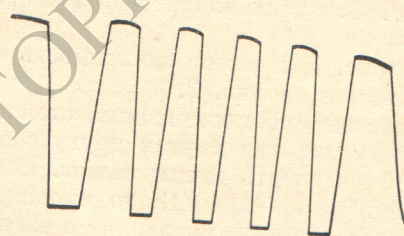


Рис. 6. Выходная мощность продольных мод на одной из собственных поляризаций резонатора при перестройке его длины.

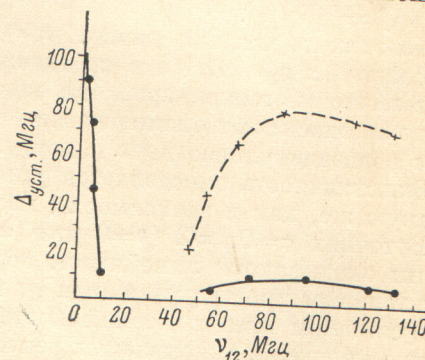


Рис. 7. Экспериментальная зависимость диапазона устойчивой двухмодовой генерации Δ от межмодового расстояния ν_{12} .

На рис. 7 показана экспериментальная зависимость Δ (ν_{12}) для случая, когда активная среда находится вне пластин (штриховая кривая) и между ними (сплошная кривая). Связь между θ и ν_{12} достаточно хорошо описывается формулой

$$\nu_{12} = \frac{c}{2L} \left[\frac{2(\pi - 2\theta)}{2\pi} \right], \quad (8)$$

полученной для идеальных четвертьволновых пластин [3]. Отметим, что для второго случая по сравнению с первым характерно уменьшение Δ

при сравнительно больших ν_{12} и появление новой области двухчастотной генерации с достаточно большими Δ при малых ν_{12} . Эти результаты объясняются следующим образом: величина Δ зависит прежде всего от того, насколько близко ν_{12} к $\nu_{кр.}$ (ясно, что $\Delta=0$ при $\nu_{12}=\nu_{кр.}$), и от характера поляризации взаимодействующих полей. С другой стороны, $\nu_{кр.}$ зависит от пространственного сдвига δ между взаимодействующими волнами. В частности, можно показать, что для неоднородной линии и ортогонально поляризованных мод $\nu_{кр.} \sim \sqrt{\cos 2\delta}$.

Для однородной линии аналогичное выражение достаточно сложно, поэтому мы приводить его не будем, отметим только, что $\nu_{кр.}$ здесь обращается в нуль при $\delta > \pi/4$, что естественно, так как при однородном характере уширения пространственные эффекты должны существенно сказываться на взаимодействии полей.

С учетом сказанного и изложенных выше свойств анизотропного резонатора понятны результаты, приведенные на рис. 7.

При больших ν_{12} усиление взаимодействия (уменьшение Δ) при помещении среды между пластинами связано с тем, что поляризации здесь уже не являются чисто ортогональными, угол между ними в зависимости от z периодически изменяется от 0 до $\pi/2$ [см. формулы (6) (7)]. При уменьшении ν_{12} режим конкуренции становится жестким (Δ обращается в нуль). Однако из тех же формул (6), (7) и рис. 3 следует, что с уменьшением ν_{12} ($\theta \rightarrow 0$, $\pi/2$) винтообразные стоячие волны между фазовыми пластинами превращаются в линейные ортогонально-поляризованные с пространственным сдвигом $\lambda/4$.

Критическая частота при этом обращается в нуль и устойчивый двухмодовый режим оказывается возможным при сколь угодно малом ν_{12} (рис. 6, сплошная кривая) в достаточно большом диапазоне Δ .

Резкое увеличение Δ при малых ν_{12} связано с резким изменением характера поляризации поля в пространстве между пластинами в области малых θ [рис. 2, формула (4)].

Литература

- [1] М. А. Губин, А. И. Попов, Е. Д. Проценко. Сб. «Квантовая электроника», 3, 99, 1971.
- [2] Н. Г. Басов, М. А. Губин, В. В. Никитин, Е. Д. Проценко, В. А. Степанов. Письма в ЖЭТФ, 15, 525, 1972.
- [3] W. E. Evtushov, A. E. Siegman. Appl. Optics, 4, 142, 1965.
- [4] В. Н. Григорьева, Ю. А. Рымарчук. Сб. «Физика газовых лазеров», ЛГУ, 1969.
- [5] Э. И. Иванов, М. П. Чайка. Сб. «Физика газовых лазеров», ЛГУ, 1969.
- [6] У. Шерклифф. Поляризованный свет. Изд. «Мир», М., 1965.
- [7] М. А. Губин, А. И. Попов, Е. Д. Проценко. Сб. «Квантовая электроника», 4, 34, 1971.

Поступило в Редакцию 20 июля 1971 г.