

В заключение остановимся кратко на операции умножения в ЯМСС двух дробей $\frac{2A'}{p^{(n)}}$ и $\frac{2B'}{p^{(n)}}$, где A' и B' из D'_n . Эта операция состоит в округлении произведения $\frac{2A}{p^{(n)}} \cdot \frac{2B}{p^{(n)}}$, например, до величины $\frac{2}{p^n} \times \times \left[\frac{2C'}{p^n} \right]$, где $C' = A' \cdot B'$. Так как $\left[\frac{2C'}{p^{(n)}} \right] = M_{C'}$ (см. формулу (11)), то задача сводится к вычислению ядерно-модулярного кода $\mu_{1, n-1}, \dots, \mu_{n-1, n-1}, \bar{\rho}_n(M_{C'})$ числа $M_{C'}$. Первые $n-1$ цифр этого кода определяются по формуле (14), а для вычисления $\bar{\rho}_n(M_{C'})$ можно воспользоваться следующим соотношением: $\bar{\rho}_n(M_{C'}) = \left\| \frac{\mu_{n+1}}{p^{n-1}} - \sum_{i=1}^{n-1} \frac{\mu_{i, n-1}}{p_i} \right\|_{p_{n+1} | p_n}$, где μ_{n+1} — вычет, определяемый по формуле (15), при этом модуль должен удовлетворять условию $p_{n+1} \geq p_n + n - 2$ [3].

Проверка показывает, что в рамках предлагаемых методов при соответствующей структуре арифметического устройства [7] умножение двух целых чисел вместе с анализом на переполнение может быть выполнено за $7 + \lceil \log_2 n \rceil$ модульных операций, а умножение двух дробей — за $9 + 2 \lceil \log_2 n \rceil$ модульных операций.

ЛИТЕРАТУРА

1. Коляда А. А. Алгоритмы формирования позиционных характеристик ядерно-модулярного кода: Математическое обеспечение АСПР.— Минск, 1981.
2. Амербаев В. М. Теоретические основы машинной арифметики.— Алма-Ата, 1976.
3. Коляда А. А., Кравцов В. К., Смирнов Н. А.— Автоматика и вычислительная техника, 1981, № 3.
4. Коляда А. А.— Кибернетика, 1981, № 3.
5. Коляда А. А.— Вестн. Белорусского ун-та. Сер. 1, физ., мат. и мех., 1981, № 1, с. 6.
6. Коляда А. А.— Вестн. Белорусского ун-та. Сер. 1, мат., физ., мех., 1976, № 3, с. 3.
7. Коляда А. А.— Вестн. Белорусского ун-та. Сер. 1, 1981, № 1, с. 19.

Поступила в редакцию
13.04.81.

НИИ ПФП

УДК 01.04 : 621.378

С. А. ЗЕНЧЕНКО

ЛАЗЕР НА АЛЮМО-ИТТРИЕВОМ ГРАНАТЕ С НЕОДИМОМ С ПОЛЯРИЗОВАННЫМ ВЫХОДОМ

Модуляция лазерного излучения наиболее эффективно осуществляется с помощью внутривибраторных устройств, которые требуют в основном линейной поляризации излучения. Наведенное двулучепреломление в кристаллах активных элементов, вызываемое термическими напряжениями, приводит к сильному уменьшению выходной мощности лазеров при использовании внутривибраторных поляризаторов [1—3]. При больших уровнях накачки активного элемента мощность поляризованного излучения на выходе лазера составляет 20—30 % мощности неполяризованного излучения [2, 3]. Предложены различные схемы компенсации наведенного двулучепреломления, связанные с применением дополнительных пассивных и активных элементов [4—6] или специальных внутривибраторных элементов [7]. Однако в указанных работах не приводятся данные по степени поляризации выходного излучения и зависимости выходной мощности поляризованного излучения от накачки.

Целью настоящей работы было исследование энергетических и поляризационных характеристик АИГ: Nd лазера непрерывного действия с

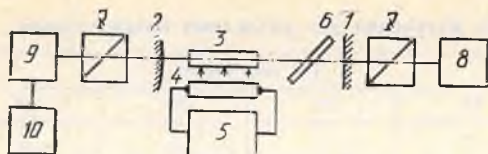
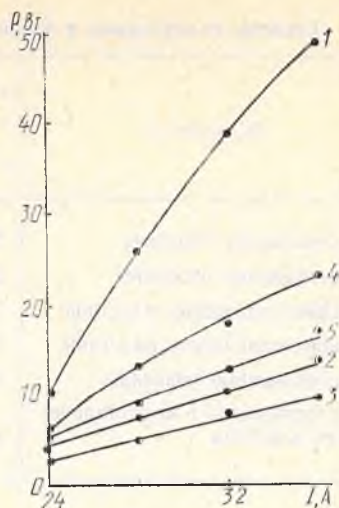


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки. Пояснение см. в тексте

Рис. 2. Зависимости мощности выходного излучения от тока накачки:

1 — неполяризованное излучение; 2 — одна стеклянная пластина в резонаторе под углом Брюстера; 3 — три стеклянные пластины; 4 — одна кварцевая пластина; 5 — три кварцевые пластины



пластинами под углом Брюстера в резонаторе в качестве поляризатора, а также исследование возможности компенсации наведенного двулучепреломления с помощью пассивных анизотропных элементов, используемых в качестве поляризаторов.

Блок-схема экспериментальной установки приведена на рис. 1.

Резонатор лазера образован плоским выходным 1 и «глухим» выпуклым 2 зеркалами. В эксперименте использовались кристаллы АИГ: Nd $\varnothing 5 \times 50$ мм в цилиндрическом и эллиптическом осветителях и кристалл $\varnothing 5 \times 100$ мм в эллиптическом осветителе. Выходную мощность лазера регулировали изменением рабочего тока лампы с помощью источника питания 5. Поляризаторами служили плоскопараллельные пластинки из стекла и кристаллического кварца, вырезанные вдоль оптической оси Федорова, что позволяло точно устанавливать угол Брюстера и менять ориентацию осей кварцевой пластины. Так как пластина под углом Брюстера является частичным поляризатором [8], для увеличения степени поляризации в резонаторе устанавливали несколько пластин. Мощность излучения на выходе лазера и степень поляризации контролировались с помощью анализатора 7 и измерителя мощности 8. Интенсивность излучения со стороны «глухого» зеркала измерялась фотоприемником 9 и измерительным прибором 10.

На рис. 2 показана зависимость мощности выходного оптического излучения от тока накачки для различных поляризаторов в резонаторе лазера с кристаллом АИГ: Nd $\varnothing 5 \times 100$ мм, в котором была получена наибольшая выходная мощность генерации. Степень поляризации излучения R рассчитывали по формуле [9]: $R = \frac{P_{II} - P_I}{P_{II} + P_I}$, где P_{II} и P_I — мощность излучения на выходе анализатора при параллельных и скрещенных внутрирезонаторном поляризаторе и анализаторе.

Как видно из рис. 2, применение в качестве внутрирезонаторных поляризаторов пластин из кристаллического кварца позволяет получить на выходе лазера большую мощность поляризованного излучения. При этом увеличивается и R (см. таблицу). С увеличением мощности накачки R уменьшается; тем не менее, в случае анизотропного поляризатора из кристаллического кварца P и R остаются выше, чем в случае изотропных стеклянных пластин. Как и следовало ожидать, с увеличением числа пластин R возрастает. Степень поляризации излучения на выходе «глухого» зеркала резонатора такая же, как и на выходном зеркале. Направление поляризации оказалось ортогональным направлению, задаваемому поляризационной пластиной как для изотропных, так и для анизотропных пластин.

Степень поляризации и мощность излучения для различных поляризаторов

Поляризатор	Ток накачки, А							
	24		28		32		36	
	<i>P</i> , Вт	<i>R</i>	<i>P</i> , Вт	<i>R</i>	<i>P</i> , Вт	<i>R</i>	<i>P</i> , Вт	<i>R</i>
1 стеклянная пластина	5,5	0,80	8,0	0,76	10,0	0,72	16,0	0,68
3 стеклянные пластины	3,5	0,89	4,0	0,88	7,0	0,80	9,5	0,76
1 кристаллическая пластина	5,5	0,89	12,0	0,88	16,0	0,77	23,0	0,73
3 кристаллические пластины	5,2	0,94	8,0	0,92	12,0	0,86	17,0	0,85
2 стеклянные пластины	4,0	0,86	5,2	0,85	8,0	0,76	12,0	0,75
2 стеклянные + 1 кристаллическая пластины	5,0	0,94	6,0	0,87	9,5	0,85	14,0	0,85

Падение *P* и *R* на выходе лазера с повышением мощности накачки объясняется возрастанием величины наведенного двулучепреломления [2]: $\Delta n = (n_\varphi - n_r) = 2,19 \cdot 10^{-6} \frac{P_a}{\pi L} \left(\frac{r}{r_0} \right)^2$, где P_a — мощность, рассеиваемая в активном элементе длиной *L* и радиусом r_0 ; n_φ и n_r — тангенциальная и радиальная составляющие показатели преломления; *r* — расстояние от центра кристалла.

Возникновение наведенного двулучепреломления связано с тем, что оптически изотропные материалы под действием механических или термических напряжений становятся анизотропными. Изменение величины наведенного двулучепреломления приводит к изменению фазовой задержки в активном элементе:

$$\Gamma_{\Delta n} = \frac{2\pi L}{\lambda} \Delta n, \quad (1)$$

и в результате поляризация, ортогональная рабочей, испытывает большие потери на внутриврезонаторном поляризаторе.

Увеличение *P* и *R* в случае анизотропной поляризационной пластины в резонаторе связано с тем, что такой поляризатор одновременно является компенсатором фазового сдвига в активном элементе. Для пластины, вырезанной вдоль оптической оси и установленной под углом Брюстера, можно показать, что фазовая задержка в ней имеет вид:

$$\Gamma_n = \frac{2\pi l}{\lambda} \Delta n_n \alpha(\varphi) \frac{(1+n^2)^{1/2}}{n}, \quad (2)$$

где *l* — толщина пластины; Δn_n — разность показателей преломления материала пластины; $\alpha(\varphi)$ — функция, зависящая от угла поворота пластины вокруг нормали к плоскости пластины и имеющая вид

$$\alpha(\varphi) = \left[\left(\sin^2 \varphi - \frac{n^2}{1+n^2} \cos^2 \varphi \right)^2 + \frac{n^2}{1+n^2} \sin^2 2\varphi \right]^{1/2}. \quad (3)$$

Угол поворота φ отсчитывается от положения, в котором направление «быстрой» оси показателя преломления пластины лежит в плоскости поляризации.

Метод матриц Джонса [9] позволяет показать, что для лазера с анизотропным элементом и поляризационной пластиной условие сохранения плоскости поляризации выполняется для тех случаев, когда комбинация активный элемент — анизотропная поляризационная пластина за проход в одном направлении эквивалентна полуволновой фазовой пластинке при совпадении ориентации «быстрых» осей или обладает только амплитудной анизотропией, когда «быстрые» оси развернуты на 90°. При этом в анизотропном поляризаторе должен происходить поворот пло-

скости поляризации за счет дополнительного набега фаз или компенсация фазового сдвига, возникающего в активном элементе. Изменяя угол поворота пластины, а следовательно, и фазовую задержку в ней, можно менять фазовую задержку в резонаторе, являющуюся суммой задержек в активном элементе $\Gamma_{\text{АЭ}}$ (1) и анизотропном поляризаторе $\Gamma_{\text{П}}$ (2). То, что такой поляризатор является и компенсатором фазового сдвига, подтверждается также тем, что при использовании в качестве поляризатора стопы из двух стеклянных и одной кварцевой пластин (см. таблицу) происходит увеличение не только степени поляризации, но и выходной мощности.

Зависимость фазового сдвига в резонаторе от угла поворота анизотропного поляризатора вокруг нормали к его поверхности приводит к тому, что возможен такой режим работы лазера, когда плоскость поляризации выходного излучения не будет совпадать с плоскостью, задаваемой поляризатором. Поэтому следует тщательно контролировать плоскость и степень поляризации излучения.

Таким образом, использование в качестве внутррезонаторного поляризатора анизотропной пластины из кристаллического кварца под углом Брюстера позволяет увеличить мощность поляризованного излучения и степень поляризации излучения на выходе лазера. Поворот такого поляризатора дает возможность подстраивать выходную мощность лазера при изменении условий накачки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Foster J. D., Osterink L. M.—J. Appl. Phys., 1970, v. 41, № 9, p. 3656.
2. Koechner W., Rice D. K.—IEEE J. Quant. Electronics., 1970, v. 6, № 9, p. 557.
3. Carr M. A.—Appl. Opt., 1971, v. 10, № 4, p. 893.
4. Дишингтон, Хук, Хилберг.—ТИИЭР, 1967, т. 55, № 11, с. 289.
5. Евдокимова В. Г., Мак А. А., Сомс Л. Н., Шафаростов А. И.—Квантовая электроника, 1975, т. 2, № 9, с. 1915.
6. Scott W. C., de Wit M.—Appl. Phys. Lett., 1971, v. 18, № 1, p. 3.
7. Михалевич В. Г., Шипуло Г. П.—Квантовая электроника, 1971, т. 1, № 2, с. 455.
8. Ландсберг Г. С. Оптика.—М., 1976.
9. Шерклифф У. Поляризованный свет / Под ред. Н. Д. Жевандрова.—М., 1965 (пер. с англ.).

Поступила в редакцию
28.04.81.

НИИ ПФП

УДК 535

Т. А. ПЕРКОВСКИЙ

ОТРАЖЕНИЕ И ПРОПУСКАНИЕ СВЕТА СЛОЕМ ХОЛЕСТЕРИЧЕСКОГО ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА ПРИ НОРМАЛЬНОМ ПАДЕНИИ

Многообразные оптические свойства холестерических жидких кристаллов (ХЖК), широкие возможности их практического использования привлекают постоянное внимание исследователей [1—5]. Необычные оптические свойства ХЖК можно объяснить на основе плосковинтовой модели [6—8], однако детальный анализ закономерностей взаимодействия света с ХЖК даже в случае нормального падения, для которого получены точные решения [5, 9], требует численных расчетов.

В настоящей статье проведено численное исследование зависимости коэффициентов отражения и пропускания и поляризации отраженного и прошедшего света от длины волны и поляризации света, падающего нормально на слой ХЖК. Для вывода расчетных формул использованы результаты теоретического исследования плоскослонных анизотропных и гиротропных сред, полученные в [9—11] с помощью обобщенных тензорных операторов поверхностных импедансов. Слой ХЖК можно рассмат-