

14. Баранов В. Ю. и др. Наблюдение когерентного взаимодействия наносекундного импульса CO_2 -лазера с усиливающей средой.— Письма ЖЭТФ, 1979, т. 30, с. 593.
15. Донин В. И., Шишилов А. Ф., Григорьев В. А. Мощные непрерывные ионные лазеры с увеличенным сроком действия.— Квант. электроника, 1979, т. 6, с. 359.
16. Донин В. И. О непрерывной генерации на ионах аргона при высоких плотностях разрядного тока.— Опт. и спектр., 1969, т. 26, с. 298.
17. Данилов В. А., Зенченко С. А., Шаронов Г. В., Шевчик Г. И. Влияние параметров аргонового лазера на режим синхронизации мод.— Квант. электроника, 1981, т. 8, с. 2687.
18. Донин В. И. Спектроскопическое исследование разряда в металлических трубках, применяемых в лазерах на ионах аргона.— Опт. и спектр., 1970, т. 29, с. 243.

Поступила в редакцию 26 мая 1983 г.

УДК 621.375.826

В. Н. БЕЛЬТЮГОВ, Ю. В. ТРОИЦКИЙ

(Новосибирск)

ПОЛУЧЕНИЕ ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ В ЛАЗЕРЕ С ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ СЕЛЕКЦИЕЙ МОД И ЛИНИЙ ГЕНЕРАЦИИ

Важнейшая задача, которую приходится решать при использовании лазеров без анизотропных элементов в резонаторе (брюстеровских окон, призм, решеток и т. п.), состоит в получении определенной линейной поляризации выходного излучения. Один из методов решения этой задачи основан на применении анизотропных зеркал. Достоинство его в том, что он не связан с введением внутрь лазера дополнительных оптических элементов и сводится лишь к некоторой модификации оптических покрытий лазерного резонатора.

Задача получения линейной поляризации возникает и при использовании внутрилазерных устройств высокого разрешения, главным образом интерференционного типа, предназначенных для селекции мод или длин волн. Селекционирующие интерферометры (интерферометр Фабри—Перо, отражающий интерферометр с поглощающей пленкой или рассеивающей структурой) обычно почти изотропны, и поляризация излучения в лазере без брюстеровских окон может носить случайный характер и быть нестабильной. Новые возможности появляются, если анизотропное зеркало входит в состав интерференционного устройства. В этом случае существуют дополнительные свободные параметры, позволяющие более гибко управлять характеристиками самого интерферометра. Можно осуществлять оптимальный вывод энергии из резонатора через интерферометр.

В простейшем виде анизотропное зеркало представляет собой ряд узких металлических полосок, нанесенных с малым периодом d на поверхность диэлектрической подложки. Такие элементы широко применяются в ИК- и субмиллиметровой технике, где обычно выполняется длинноволновое приближение $d/\lambda \ll 1$ для соотношения периода полосок d и длины волны излучения λ . Но при продвижении в более коротковолновую область выполнение этого условия даже для современной фотолитографии сопряжено со значительными технологическими трудностями. Поэтому более предпочтительны структуры, имеющие период полосок, соизмеримый с длиной волны падающего излучения. Однако характеристики анизотропного зеркала, и в первую очередь энергетический коэффициент отражения, существенно зависят от конкретного соотношения периода d и длины волны λ .

Таким образом, целью настоящей работы являются расчет конкретных вариантов анизотропных зеркал, имеющих период полосок, соизмеримый с длиной волны излучения, и расчет характеристик внутрилазерного интерферометра с анизотропным зеркалом.

На рис. 1 показана схема анизотропного лазера, состоящего из активной среды 1, зеркала 2 и отражающего интерферометра (ОИ), включающего «селектор» 3 (поглощающая пленка, дифракционный селектор) и зеркало 4. Возможны следующие конкретные варианты введения необходимой анизотропии:

- 1) зеркало 2 анизотропно, энергетический коэффициент отражения зависит от поляризации;
- 2) анизотропия вносится ОИ; максимальный коэффициент отражения R_{\max} для одной поляризации должен быть значительно выше, чем для другой, что можно получить за счет особенностей структуры селектора 3 или зеркала 4.

Рассмотрим указанные варианты подробнее.

1. Расчет анизотропного широкополосного зеркала 2. Анизотропный отражатель представляет собой металлические полоски шириной d_1 , нанесенные с периодом d на поверхность диэлектрической подложки. Если электрическое поле падающей плоской электромагнитной волны направлено вдоль полосок (E -поляризация), то коэффициент отражения R^E решетки будет очень большим. Если же электрическое поле перпендикулярно полоскам (H -поляризация), токи проводимости в полосках будут сравнительно невелики и коэффициент отражения R^H уменьшится. Коэффициенты отражения R^E и R^H зависят от величины $\kappa = d/\lambda$ и коэффициента заполнения $s = d_1/d$. Обычно используемое в субмиллиметровой технике длинноволновое приближение $d/\lambda \ll 1$ (практически $d/\lambda \leq 0,5/n_1$, $d/\lambda \leq 0,5/n_2$ [1], где n_1 и n_2 — коэффициенты преломления диэлектрических сред, на границе раздела которых лежит решетка) оказывается неприменимым к структурам, имеющим период, соизмеримый с длиной волны, поэтому воспользуемся более точными формулами, справедливыми при $\kappa = d/\lambda \leq 3$. Из формул (12) в [1] имеем

$$R^E = |(i\kappa\Delta(n-1) + 2D)/(i\kappa\Delta(n+1) + 2D)|^2, \quad (1)$$

$$T^E = n|2i\kappa\Delta/(i\kappa\Delta(n+1) + 2D)|^2,$$

где R^E — энергетический коэффициент отражения при нормальном падении света на решетку из вакуума, T^E — коэффициент пропускания. Полоски металла считаются бесконечно тонкими и идеально проводящими; $n = n_2/n_1$. Величины Δ и D , входящие в (1), являются функциями κ , n_1 и n_2 , $u = \cos(\pi d_1/d)$ и даны в работе [1]. Аналогично для H -поляризации из формул (17) в [1] имеем

$$R^H = |(i\kappa\Delta(1+n^2) + (1-n)D)/(i\kappa\Delta(1+n^2) + (1+n)D)|^2, \quad (2)$$

$$T^H = n|2D/(i\kappa\Delta(1+n^2) + (1+n)D)|^2,$$

выражения для Δ и D также приведены в [1].

Результаты численного расчета R^E и R^H показаны на рис. 2 для $n_2 = 1,45$. Кривые построены для трех значений коэффициента заполнения s : 0,295 (кривые 1, 4), 0,5 (кривые 2, 5) и 0,705 (кривые 3, 6). Во всех трех случаях можно достигнуть большого отношения R^E/R^H . При практическом выборе величин d_1 и d необходимо учитывать конкретную функцию, выполняемую зеркалом в лазере. Если зеркало не применяется для вывода энергии из лазера, то величина R^E близка к 1 и следует использовать или малые значения d/λ , или большое значение $s = d_1/d$, что, очевидно, предпочтительнее, так как упрощает изготовление зеркала

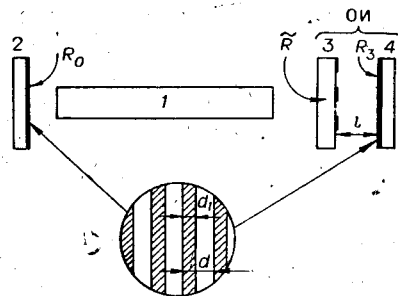


Рис. 1. Схема анизотропного вывода энергии лазера.

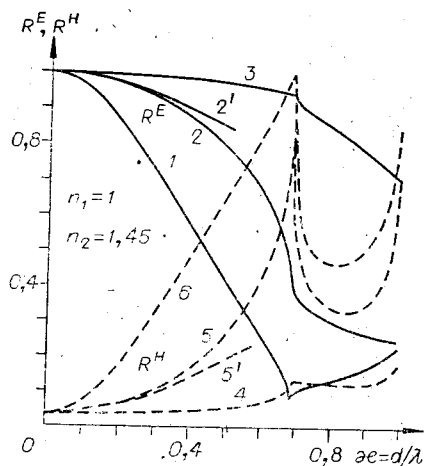


Рис. 2. Зависимость энергетического коэффициента отражения от отношения периода полосок d к длине волны λ для двух поляризаций.

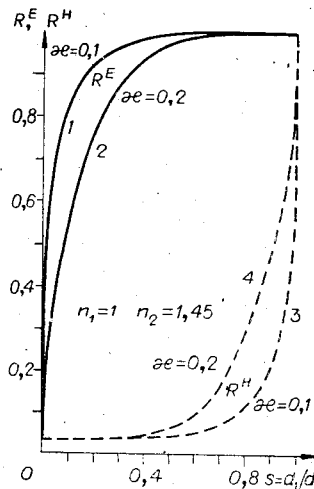


Рис. 3. Зависимость энергетических коэффициентов отражения решетки от отношения ширины d_1 полосок к периоду d .

ла. В тех случаях, когда зеркало служит для вывода энергии из лазера, его коэффициент отражения R^E должен иметь определенную величину, оптимальную с точки зрения выводимой мощности. Так, для $R^E = 0,9$ при $s = 0,295$ нужно, согласно рис. 2, взять $\kappa = 0,16$, а при $s = 0,5$ — $\kappa = 0,35$. Величина R^H выбирается достаточно малой, чтобы предотвратить генерацию с нежелательной поляризацией (в том числе и на другой длине волны — случай, когда конкуренция между разными поляризациями ослаблена). Учитывая нелинейность и пороговый характер генерации лазера, можно, например, принять условие $R^H < 0,5$, что соответствует $d/\lambda < 0,41$ при $s = 0,705$, $d/\lambda < 0,63$ при $s = 0,5$ и всегда выполняется при $s = 0,295$ (все это для случая $n_2 = 1,45$).

Заслуживает внимания вопрос о дифракции света от решетки. Если период d решетки меньше длины волны в любой из диэлектрических сред, окружающих решетку, т. е. $d/\lambda < 0,69$ на рис. 2, то дифракция отсутствует, $R^E + T^E = R^H + T^H = 1$. Если же это условие не выполняется, то резко возрастает дифракция от решетки и решетка становится совершенно непригодной для использования в качестве лазерного зеркала. Это создает предел увеличению периода. Из рис. 2 следует, что должно выполняться условие $d \leq 0,5 \div 0,6\lambda$. При прочих равных условиях выгоднее использовать подложки из диэлектриков с небольшим коэффициентом преломления. Изготовление таких структур, например, на $\lambda = 10$ мкм, по-видимому, вполне осуществимо методами фотолитографии. Нужно учесть, что для данного применения несущественны такие недостатки, как отдельные разрывы полосок или перемычки между ними, неровность границ, отсутствие стыковки полосок в разных частях зеркала.

Формулы (1), (2) значительно упрощаются в длинноволновом приближении, когда $d/\lambda \leq 0,5/n_1$, $d/\lambda \leq 0,5/n_2$ [1]:

$$\begin{aligned} R^E &= |(n_1 - n_2 - \xi^E)/(n_1 + n_2 + \xi^E)|^2, \\ R^H &= |(n_1 - n_2 - \xi^H)/(n_1 + n_2 + \xi^H)|^2, \end{aligned} \quad (3)$$

где приведенные проводимости решетки, имеющие реактивный характер, равны:

$$\begin{aligned} \xi^E &= i/\kappa \ln \cos [\pi(d - d_1)/2d], \\ \xi^H &= -i2\kappa(n_1^2 + n_2^2) \ln \cos [\pi d_1/2d]; \end{aligned} \quad (4)$$

свет падает из среды n_1 . Коэффициенты отражения для $s = 0,5$, рассчитанные при помощи (3), (4), даны на рис. 2 (кривые 2', 5'). Сравнение

их с более точными результатами (кривые 2, 5) показывает, что длинноволновое приближение может применяться при $\kappa \leq 0,3 \div 0,4$. На рис. 3 представлены зависимости R^E и R^H от коэффициента заполнения s при $n_1 = 1$ и $n_2 = 1,45$. Расчеты были проведены с помощью формул (3), (4) для $\kappa = 0,1$ и $0,2$. Эти графики могут быть полезны в процессе выбора конструкции решетки по заданным значениям R^E и R^H .

2. Случай анизотропного отражающего интерферометра. Для того чтобы ввести дискриминацию по поляризации за счет ОИ, можно использовать анизотропный селектор 3 (см. рис. 1). Известно, что при заданном коэффициенте отражения R_3 зеркала 4 коэффициент отражения интерферометра \tilde{R} и его максимальное значение R_{\max} очень сильно зависят от параметров селектора. Можно изготовить дифракционный или поглощающий селектор, свойства и величина R_{\max} которого обусловлены поляризацией, в результате чего будет генерироваться та поляризация, для которой R_{\max} наибольшее. Но введение анизотропии в селектор не всегда желательно: он выполняет важные функции и может иметь довольно сложную структуру даже в изотропном варианте [2]. Дополнительное требование анизотропии стеснит свободу выбора параметров селектора. Поэтому следует в первую очередь рассмотреть вариант, при котором анизотропия вводится за счет заднего зеркала 4. Разработка анизотропного селектора позволила бы существенно упростить и удешевить лазерный резонатор, если бы удалось получить дифракционные (или поглощающие) свойства селектора и его анизотропию за один технологический цикл.

Рассмотрим ОИ с резко выраженной разницей R_{\max} для двух поляризаций, возникающей за счет того, что второе зеркало интерферометра имеет разные коэффициенты отражения R_3^E и R_3^H ($R_3^E > R_3^H$) двух ортогональных поляризаций. Как и раньше, при выполнении зеркала в виде металлических полосок индексы E и H обозначают связь между направлениями полосок и электрического поля. Соответственно максимальные коэффициенты отражения всего ОИ равны R_{\max}^E и R_{\max}^H . Если R_{\max}^E и R_3^E близки к единице, то $1 - R_{\max}^E \approx (1 - R_3^E)/H$, где $H = A_2/A_1$ — отношение коэффициентов поглощения (или потерь на дифракцию) селектора при падении света слева (A_1) или справа (A_2), как показано на рис. 1. Так как выражение $1 - R_{\max}^H$ нельзя считать малым, то такое простое соотношение для H -поляризации не годится. Кроме того, в ряде случаев и R_{\max}^E может быть произвольным: например, если через ОИ осуществляется вывод энергии излучения и зеркало 4 имеет сравнительно большое пропускание. Поэтому следует рассмотреть формулы для коэффициента отражения интерферометра при произвольном коэффициенте отражения зеркала 4. Комплексный коэффициент отражения ОИ, состоящего из очень тонкой поглощающей пленки и зеркала с коэффициентом отражения R_3 , равен согласно (2.9) в [3]

$$\tilde{\rho} = ((n_1 - n_2 - \xi) - \sqrt{R_3}(n_1 + n_2 - \xi)e^{-i2\varphi}) / ((n_1 + n_2 + \xi) - \sqrt{R_3}(n_1 - n_2 + \xi)e^{-i2\varphi}), \quad (5)$$

где n_1 и n_2 — показатели преломления сред, прилегающих к пленке снаружи и внутри ОИ; $\xi = \xi' + i\xi''$ — приведенная поверхностная проводимость пленки; $\varphi = 2\pi l/\lambda$; l — длина ОИ. Эта же формула справедлива и для случая дифракционного селектора пренебрежимо малой толщины, если под ξ подразумевать эффективную проводимость $\tilde{\xi}$ дифракционного селектора, равную

$$\tilde{\xi} = S_d \xi (n_1 + n_2) / (n_1 + n_2 + (1 - S_d)\xi).$$

Здесь ξ — поверхностная проводимость металлических элементов дифракционного селектора, S_d — коэффициент заполнения металлом. Считается, что размер элементов решетки во много раз больше длины волны.

Для упрощения положим $\xi'' = 0$, что легко реализуется, особенно для дифракционного селектора. Тогда максимумы $|\rho|$ имеют место при $\text{tg } \varphi = 0$, а минимумы — при $\text{tg } \varphi \rightarrow \infty$. В этих точках

$$\rho_{\max} = (1 - p)/(1 + p), \quad \rho_{\min} = (1 - a)/(1 + a), \quad (6)$$

где

$$p = G + H/K, \quad a = G + HK;$$

$$G = \xi'/n_1, \quad H = n_2/n_1, \quad K = (1 - \sqrt{R_3})/(1 + \sqrt{R_3}). \quad (7)$$

Полученные формулы позволяют найти R_{\max}^E и R_{\max}^H , если для каждой поляризации известны соответствующие значения $K^E = (1 - \sqrt{R_3^E})/(1 + \sqrt{R_3^E})$ и $K^H = (1 - \sqrt{R_3^H})/(1 + \sqrt{R_3^H})$, $K^E < K^H$. Однако представляет интерес решение и несколько другой задачи. Пусть заданы значения R_{\max}^E и R_{\max}^H и, кроме них, величина R_{\min}^E , которая, очевидно, не должна превышать R_{\max}^H , иначе возможна генерация на сильном конкурирующем переходе с той же поляризацией, что и на выделяемом переходе. Необходимо задать селектирующие свойства ОИ, которые количественно выражаются «остротой» для выделяемой поляризации:

$$F = -(1/2R_{\max}^E)(d^2\tilde{R}^E/d\varphi^2)_{\max}.$$

Требуется найти параметры селектора H и G и параметры второго зеркала R_3^E и R_3^H , при которых обеспечиваются заданные характеристики ОИ. Для решения задачи необходимо выразить F через основные параметры интерферометра — p , a и K . Вычисление по формулам (14) и (18) дает

$$F = 4(p^E - a^E)(a^E p^E - 1)/(K^E)^2(1 - p^E)^2(1 + p^E)^2.$$

Здесь p^E и a^E зависят от поляризации вследствие того, что они выражены через K^E .

Таким образом, последовательность вычисления R_3^E и R_3^H по заданным значениям R_{\max}^E , R_{\min}^E , R_{\max}^H и F складывается из следующих шагов. Сначала находим p^E и a^E по формулам (6), затем $K^E = 2\sqrt{(p^E - a^E)(a^E p^E - 1)}/F(1 - p^E)^2$. Это дает возможность найти $R_3^E = ((1 - K^E)/(1 + K^E))^2$. Из (7) получим

$$H = (p^E - a^E)/(1/K^E - K^E); \quad G = a^E - HK^E.$$

Заданная величина R_{\max}^H позволяет исходя из (6) определить p^H , а затем величины $K^H = H/(p^H - G)$ и $R_3^H = ((1 - K^H)/(1 + K^H))^2$.

Заслуживает внимания еще один параметр ОИ — величина поглощения (или дифракция) в селекторе в точке максимума \tilde{R} . Если $R_3 = 1$; то это поглощение равно нулю, так как поглощающая пленка попадает в узел стоячей волны, и омические потери в ней равны нулю (считаем ее толщину пренебрежимо малой). Но если вывод энергии лазера осуществляется через ОИ, то зеркало 4 должно иметь заметное пропускание T_3 и $R_3 = 1 - T_3$ уже не равно единице. В этом случае поле перед зеркалом не является идеальной стоячей волной, появляется некоторая «бегучесть», и в результате этого нет точек нулевого поля. Куда бы мы ни поставили поглощающую пленку, в ней обязательно возникают токи проводимости и выделяется энергия. Эта энергия меньше всего вблизи точки максимума \tilde{R} . Таким образом, при попытке выводить энергию через ОИ, когда $T_3 \neq 0$, нужно примириться с тем, что часть энергии теряется в пленке. Такой вывод энергии обладает некоторым КПД:

$$\eta = T/(1 - \tilde{R}).$$

Величина η тем больше, чем сильнее пропускание зеркала 4. Пользуясь выражением для T , приведенным в работе [4], считая $R_3^E + T_3^E = 1$, в рабочей точке (максимуме \tilde{R} , совпадающем при $\xi'' = 0$ с максимумом

Т) получаем

$$\eta = 1/(1 + GK^E/H).$$

На рис. 4 представлены результаты расчета параметров ОИ для случая $R_{\min}^E = R_{\max}^H = 0,5$, $F = 1$. По горизонтали отложена величина R_{\max}^E . Задавая величину R_{\max}^E , можно по кривым 1 и 2 найти параметры селектора, а при помощи кривых 3 и 4 — параметры второго анизотропного зеркала интерферометра. Величина G подбирается путем изменения толщины поглощающей пленки (или коэффициента заполнения дифракционного селектора), а параметр H — при помощи диэлектрических слоев с учетом показателя преломления подложки [5]. Метод подбора R_3^E и R_3^H был дан выше. КПД такого вывода энергии очень высок, даже при $R_{\max}^E = 0,6$ имеем $\eta = 0,98$. Штриховые линии 3' и 4' поясняют, почему в некоторых случаях необходимо вводить анизотропию в ОИ, а не в широкополосное зеркало 2, как это было рассмотрено ранее. Кривыми 3' и 4' обозначены соответственно R_0^E и R_0^H — коэффициенты отражения зеркала 2, которые были бы необходимы для получения тех же параметров лазерного резонатора при изотропном ОИ, т. е. $R_0^E = R_{\max}^E$ и $R_0^H = R_{\max}^H$. Сравнение кривых 3, 4 с кривыми 3', 4' показывает, что вывод энергии через ОИ дает некоторую гибкость в выборе параметров анизотропного зеркала (в одном случае — зеркала 2, в другом — зеркала 4). Так, при необходимости получения $R_{\max}^H = 0,5$, как показывает кривая 4, можно использовать зеркало с $R_3^H = 0,67$ при $R_{\max}^E = 0,7$, а при анизотропном зеркале 2 нужно обязательно иметь $R_0^H = 0,5$.

Решение задачи (см. рис. 4) имеет тот недостаток, что требует однозначного выбора параметров G и H селектора, сужая тем самым возможности варьирования его конструкции. Можно частично устранить этот недостаток, если не задавать точного значения R_{\min}^E , а указывать лишь верхнюю границу этой величины. Любые значения R_{\min}^E , меньшие этой границы, также пригодны, что дает определенную свободу выбора G и H и упрощает конструирование селектора. Такой подход иллюстрируется рис. 5 для случая $R_{\max}^E = 0,9$, $R_{\max}^H = 0,5$ и $F = 4$. По горизонтальной оси отложена величина R_{\min}^E . Допустимыми являются все значения параметров, расположенные слева

от заданного граничного значения R_{\min}^E . Например, если эта граница равна 0,5, можно выбрать $H = 0,48$ и $G = 0,26$ или $H = 0,65$ и $G = 0,37$ и т. д. На рис. 5 каждая из кривых, обозначенных аналогично рис. 4, состоит из двух ветвей: длинная ветвь соответствует $R_{\min}^E > 0$, короткая — $R_{\min}^E < 0$. Второй вариант менее выгоден, так как приводит к меньшим значениям КПД. Например, при $R_{\min}^E = 0,37$, $G = 3,9$ и $H = 1,7$ получаем $\eta = 0,9$. Кривая 5 на рис. 5 относится к случаю, когда селектор представляет собой дифракционную структуру из пятен или полосок идеально проводящего

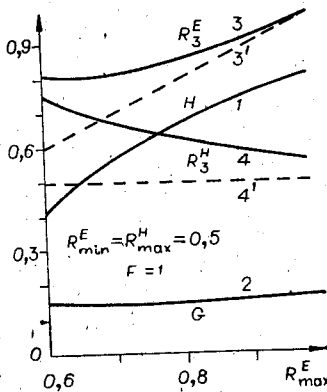


Рис. 4. Расчет ОИ, обеспечивающего заданные значения R_{\max}^E .

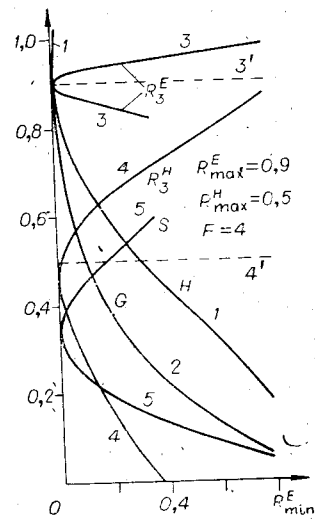


Рис. 5. Расчет ОИ, обеспечивающего заданные значения R_{\min}^E при определенных R_{\max}^E , R_{\max}^H и F .

покрытия пренебрежимо малой толщины. В этом случае $G = S(1 + H)/(1 - S)$, где S — доля поверхности, покрытая металлом [3]. Если G и H заданы, то из этого равенства можно найти S . На рис. 5 величина S представлена кривой 5. Прямыми 3' и 4', как и на предыдущих рисунках, показаны значения R_0^E и R_0^H при анизотропном выводе энергии через зеркало 2; их следует сравнивать с кривыми 3 и 4.

ВЫВОДЫ

Результаты работы могут оказаться полезными при расчете и конструировании лазеров с линейной поляризацией излучения. Вывод энергии из резонатора может осуществляться через анизотропное зеркало. Другой вариант, когда анизотропное зеркало является «глухим» для выделяемой поляризации, а вывод энергии производится через изотропное зеркало, представляется менее благоприятным с точки зрения выполнения анизотропного зеркала.

Металлическое покрытие зеркала считалось идеально проводящим. Это оправдано для ИК-области, в то же время для видимой области спектра необходим учет конечного поглощения в металле, что может быть сделано на основе результатов работы [6].

ЛИТЕРАТУРА

1. Третьяков О. А., Шестопапов В. П. Дифракция электромагнитных волн на плоской металлической решетке, лежащей на диэлектрическом слое.— Изв. высш. учебн. заведений. Сер. Радиофизика, 1963, т. 6, вып. 3.
2. Автономов В. П. и др. Селекция линий CO₂-лазера при помощи дифракционного отражающего интерферометра.— Квант. электроника, 1980, т. 7, № 6.
3. Троицкий Ю. В. Одночастотная генерация в газовых лазерах.— Новосибирск: Наука, 1975.
4. Leeb W. R. Tunable metal film filters as narrowband ir laser reflectors.— Appl. Opt., 1976, vol. 15, N 3.
5. Троицкий Ю. В. Управление профилем интерференционных полос в многолучевом отражающем интерферометре.— Опт. и спектр., 1979, т. 46, вып. 4.
6. Шестопапов В. П., Литвиненко Л. Н., Мосолов С. А., Сологуб В. Г. Дифракция волн на решетках.— Харьков: Харьк. гос. ун-т, 1973.

Поступила в редакцию 8 апреля 1983 г.

УДК 621.373.826

А. Я. СМЕРНОВ

(Минск)

ЛАЗЕРЫ С УЗКИМ СПЕКТРОМ ИЗЛУЧЕНИЯ, ПРИВЯЗАННЫМ К АТОМНЫМ ЛИНИЯМ ПОГЛОЩЕНИЯ ВЕЩЕСТВ

Высокие потенциальные возможности лазеров как источников монохроматического излучения для целей спектроскопии и спектрального анализа, метрологии, голографии, фотохимии могут быть успешно реализованы лишь в том случае, если характеристики их излучения будут удовлетворять ряду требований. Так, для многих научных и прикладных задач, связанных с резонансным воздействием на вещество (лазерная фотохимия, разделение изотопов, светодиффузия частиц и пр.), для атомного спектрального анализа, голографии требуются высокая спектральная плотность излучения, стабильный и хорошо воспроизводимый узкий спектр генерации, возможность непрерывной или дискретной перестройки