

Авторы выражают благодарность И. В. Точиленко и М. А. Гофману, принимавшим участие в постановке эксперимента.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Б. Гуревич. Теория и расчет не вещательных систем телевидения. Л., «Энергия», 1970.
2. В. К. Соколов, А. И. Косарев. Пространственно-временные модуляторы света.— «Зарубеж. радиоэлектроника», 1974, № 8, с. 59.
3. С. Б. Гуревич, В. К. Соколов. Оптические методы обработки информации.— В кн.: Оптические методы обработки информации. Л., «Наука», 1974, с. 5.
4. Жидкий кристалл как световой клапан.— «Электроника», 1970, № 43, с. 23, 34.
5. Г. Ассулин, М. Харенг, Е. Лейба. Преобразователь изображения на жидком кристалле и фоторегистре.— «ТИИЭР», 1971, № 59, с. 9, 86.
6. В. И. Лебедев, В. И. Мордасов, М. Г. Томилин. Жидкие кристаллы в оптике.— «ОМП», 1974, № 7, с. 60.
7. В. М. Любин, В. И. Фомина, Л. Э. Цырлин. Особенности проводимости и фотопроводимости тонких слоев системы Se—As в области сильных электрических полей.— «ДАН СССР», 1965, т. 161, с. 2, 234.
8. И. Л. Валик, Л. И. Хромов. Узкополосные малокадровые телевизионные системы.— «Техника кино и телевидения», 1958, № 12, с. 43.
9. В. М. Любин, Г. А. Федорова, С. А. Плахов, Л. М. Прокатор, Е. И. Федорова. Высокочувствительный видикон с памятью.— «Электрон. пром-сть», 1973, № 3, с. 49.
10. Э. М. Курашев, В. М. Любин, В. И. Наливайко, В. Г. Цукерман. Рентгеновская телевизионная установка с накоплением информации и регулируемой памятью.— В кн.: Автоматизация научных исследований на основе применения ЭЦВМ. Новосибирск, Изд. ИАиЭ СО АН СССР, 1971, с. 205.

Поступила в редакцию 23 ноября 1976 г.

УДК 621.375.826

В. Н. БЕЛЬТЮГОВ, И. И. СУХАНОВ, Ю. В. ТРОИЦКИЙ
(Новосибирск)

ТЕРМИЧЕСКИЕ ИСКАЖЕНИЯ ВНУТРИРЕЗОНАТОРНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ ЛАЗЕРА ПРИ ПОВЕРХНОСТНОМ ПОГЛОЩЕНИИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Одним из факторов, ограничивающих мощность лазеров, являются тепловые эффекты в элементах оптического резонатора; для газовых лазеров речь идет главным образом о пассивных элементах (зеркалах, брестеровских окнах и т. п.), так как искажающее действие активной среды незначительно ввиду ее малой плотности. В работах [1, 2] исследованы термоупругие деформации лазерного зеркала, на поверхность которого падает световой пучок. Эти работы основываются на решении уравнения теплопроводности для полупространства с распределением источников, соответствующим низшей гауссовой моде.

Если оптический элемент находится внутри резонатора, то задача значительно усложняется. В этом случае возможно выделение тепла как на поверхности элемента, так и в его объеме. Помимо деформаций, необходимо учитывать линзовое действие неоднородного температурного поля (приводящего к неоднородности показателя преломления n), изменение оптической толщины детали вследствие нагрева и возникновение анизотропии.

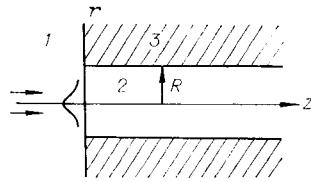


Рис. 1.

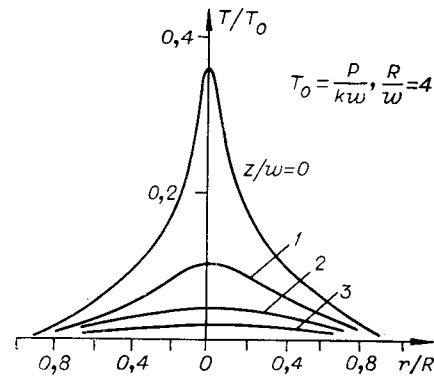


Рис. 2.

В отличие от [3, 4] в настоящей работе рассмотрен случай, когда тепло выделяется лишь на поверхности прозрачной оптической детали. Этот случай реализуется, например, в брюстеровских окнах аргоновых лазеров, в которых поглощение (из-за загрязнения, образования центров окраски) локализовано вблизи поверхности, обращенной к разряду [5]. То же самое имеет место при выводе излучения лазера сквозь частично пропускающее зеркало, если его подложка совершенно прозрачна, а отражающее покрытие обладает малым коэффициентом поглощения. Наконец, поверхностный нагрев возникает при использовании в лазере модового селектора в виде поглощающей пленки, нанесенной на прозрачную подложку [6]. В этом случае выделяемая в пленке мощность может составлять 5—10% выходной мощности лазера, что существенно ограничивает применение этого метода селекции в мощных лазерах.

Отличие данной работы от [1, 2] заключается не только в учете линзовых эффектов на пропускание, но также и в граничных условиях. Необходимость изменения граничных условий для задачи теплопроводности вызывается различием в способах охлаждения. Зеркало непрозрачно и может быть изготовлено из материала с высокой теплопроводностью или может принудительно охлаждаться в любом месте, в том числе против места падения пучка. В отличие от этого прозрачный элемент может быть изготовлен лишь из ограниченного числа материалов, многие из которых имеют небольшую теплопроводность, а принудительное охлаждение в области прохождения пучка невозможно. Охлаждающее устройство должно быть расположено за пределами пучка на таком расстоянии, чтобы не вносить заметных потерь в резонатор. Очевидно, что оптимальный охлаждающий элемент должен иметь вид цилиндра, охватывающего пучок. Подобная схема изображена на рис. 1.

1. Расчет распределения температуры и поверхностных деформаций. На рис. 1 цифрой 1 обозначен вакуум; 2 — оптически прозрачный материал в виде цилиндра радиусом R , не имеющий объемного поглощения; 3 — охлаждающий элемент из материала с очень большой теплопроводностью, находящийся в хорошем тепловом контакте со средой 2. Температура охлаждающего элемента может поддерживаться постоянной, например, путем принудительного охлаждения. Мощность тепловых источников распределена в плоскости $z = 0$ по закону $P(r) = 2P_0/\pi\omega^2 \cdot \exp(-2(r/\omega)^2)$, где ω — характерный размер гауссова пучка, P_0 — полная мощность излучения; поглощаемого на поверхности. В первом приближении толщину подложки d можно считать бесконечно большой вдоль оси z , что достаточно хорошо соответствует ре-

альному случаю $d \gg w$. Потерями энергии на излучение пренебрегаем.

Решение краевой задачи (см. приложение) в цилиндрических координатах может быть представлено следующим образом:

$$T(\rho, z) = \frac{P_0}{kw} \sum_{m=1}^{\infty} A_m J_0(\rho\beta_m) \exp(-r\beta_m/R). \quad (1)$$

Здесь $T(\rho, z)$ — превышение температуры подложки над постоянной температурой теплопроводящего цилиндра, которую можно принять равной нулю, r, z — цилиндрические координаты, k — коэффициент теплопроводности оптического материала подложки, $J_0(\rho\beta_m)$ — функция Бесселя первого рода нулевого порядка, $\rho = r/R$ — относительная цилиндрическая координата, β_m — m -й нуль функции Бесселя, т. е. $J_0(\beta_m) = 0$. Коэффициенты A_m вычислены в приложении.

Рис. 2 иллюстрирует профили температуры на поверхности кварцевой подложки и вдоль ее оси. Длина резонатора L принималась равной 1,5 м, радиусы кривизны зеркал $R_1 = 10$ м и $R_2 = \infty$, значения w для $\lambda = 0,5$ и 10,6 мкм рассчитывались по формулам [7]. Видно, что характерный размер теплового возмущения как в продольном, так и в поперечном направлении оказывается такого же порядка, что и размер пятна лазерного пучка. Этот результат подтверждает вывод, сделанный в [2]. Однако вдоль оси температура спадает значительно быстрее, чем в неограниченном полупространстве (ср. с [1, 2]). Расчет максимальной температуры на поверхности подложки $T_{\max} = T(r=0, z=0)$ в зависимости от R/w показывает, что эффективность теплоотвода невелика. Чтобы радиатор 3 не вносил дифракционных потерь, превышающих 0,1% на проход, при выбранных параметрах резонатора должно выполняться условие $R \geq 2w$ [7]. Однако даже при $R/w = 2$, т. е. когда теплоотвод максимален, T_{\max} снижается не более чем на 10% по сравнению с T_{∞} — температурой на поверхности полупространства, рассчитанной по формуле [2]

$$T_{\infty}(r=0, z=0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{P_0}{kw}. \quad (2)$$

Линзовый эффект нагрева, как будет показано в следующем разделе, в приближении тонкой линзы пропорционален интегралу от второй радиальной производной вдоль оптической оси (см. (П. 5)). Расчеты показывают, что с точностью $1 \div 2\%$ этот интеграл не зависит от R/w при $R/w \geq 2$ и равен соответствующему интегралу в полупространстве, вычисленному по данным [2].

Распределение поверхностных деформаций $b(r)$ имеет тот же вид, что и радиальное распределение температуры, и ту же ширину порядка w [2]. Следовательно, $b(r)$ вблизи оси можно аппроксимировать квадратичной функцией $b(r) \approx b_0(1 - 2r^2/w^2)$, где b_0 — деформация точки поверхности на оптической оси. Поскольку температурное распределение слабо зависит от R/w , то же самое, очевидно, можно сказать и о распределении деформаций.

Таким образом, используя теплопроводящий радиатор, не удастся уменьшить ни линзовый эффект, ни поверхностные деформации. Качественно это можно объяснить тем, что основное количество тепла выделяется вблизи центра на поверхности подложки, тогда как отвод тепла осуществляется на краях гауссова распределения, где температурный градиент невелик.

Сравнение термооптических свойств различных материалов можно проводить, пользуясь результатами расчетов температуры и деформаций в полупространстве при поверхностном поглощении излучения [2]. Поскольку температура на расстоянии порядка w от поверхности уменьшается экспоненциально, учет конечной толщины подлож-

ки d приведет к относительному росту температуры на величину порядка $\exp(-d/w)$, которая не превышает 30% даже для $\lambda = 10,6$ мкм.

Решение нестационарного уравнения для деформации центра поверхности полубесконечной подложки в [2] справедливо только для момента времени $t_0 \ll t_T$, где $t_T = R^2/a$ — время термодиффузии от оси подложки до ее боковой поверхности ($a = k/c$, c — объемная теплоемкость, Дж·см⁻³·град⁻¹). Однако расчеты показывают, что уже при $\sqrt{at_0}/w = 5$ величина $T_{\max}(t_0)$ достигает 60% стационарного значения T_∞ . Отличие деформации в центре поверхности $b_0(t_0)$ от $b_0(t \rightarrow \infty)$ должно быть еще меньше, так как уже при $\sqrt{at_0}/w = 0,5 \div 1$ быстрый линейный рост деформации сменяется медленным логарифмическим. При $\sqrt{at_0}/w = 5$ условие $t_0 \ll t_T$ выполняется для 0,5 мкм, а для 10,6 мкм $t_0 \leq t_T$. Проводя вычисления по формуле (13) работы [2] при $t_0 = 25w^2/a$, получаем выражение $b_0 \approx 0,5\alpha(1 + \nu)P_0/k$, которое можно использовать для оценок стационарного значения деформации с точностью 30—40%. Здесь α — линейный коэффициент теплового расширения (град⁻¹), ν — коэффициент Пуассона.

2. Термические свойства оптических материалов. В табл. 1 представлены характеристики, необходимые при расчетах термооптических эффектов, следующих оптических материалов: оптическое стекло К8, кварцевое стекло SiO₂, сапфир Al₂O₃, парателлурид TeO₂, молибдат свинца PbMoO₄ ($\lambda = 0,63$ мкм); ряд кристаллов, халькогенидное стекло As₂S₃, KRS-5 — для ИК области ($\lambda = 10,6$ мкм). Данные, к которым отсутствуют ссылки, взяты из справочника [8]. Расчет производился следующим образом. При поглощенной на поверхности мощности $P = 1$ Вт вычислялась T_{\max} , линзовый эффект и изменение оптического пути. Поскольку эти величины линейно зависят от P , по ним можно рассчитать верхний предел поглощенной мощности, при которой лазер еще генерирует.

Повышение температуры в центре поверхности T_{\max} рассчитывалось по формуле (1). Максимально допустимым повышением температуры можно считать такое, при котором возникают неупругие деформации поверхности. За предел термостойкости условно принималась температура, равная половине температуры плавления $T_{пл}$, за исклю-

Т а б л и ц а 1

Параметры оптических материалов

| Материал | n | $k, \text{ мВт} \cdot \text{см}^{-1} \times \text{град}^{-1}$ | $\alpha, 10^{-6} \text{ град}^{-1}$ | $\frac{\partial n}{\partial T}, 10^{-5} \text{ град}^{-1}$ | $c, \text{ Дж} \cdot \text{см}^{-3} \times \text{град}^{-1}$ | $T_{пл}, \text{ }^\circ\text{C}$ |
|--------------------------------|------|---|-------------------------------------|--|--|----------------------------------|
| K8[9] | 1,5 | 15 | 8 | 0,26 | — | 800 (100÷300) |
| SiO ₂ | 1,46 | 15 | 0,5 | 1,2 | 1,7 | 1000 |
| Al ₂ O ₃ | 1,76 | 300 | 6 | 1,4 | 3 | 2000 |
| TeO ₂ [10] | 2,3 | 30[11] | 4,3 | 0,7 | — | 350 |
| PbMoO ₄ | 2,3 | 15[11] | 10 | —3 | 2,6 | 1060 |
| Ge | 4 | 650 | 6 | 30 | 1,65 | 940 |
| Si | 3,41 | 1500 | 2,5 | 1,1 | 1,7 | 1400 |
| NaCl | 1,54 | 65 | 39 | —3,65 | 1,8 | 800 |
| GaAs | 3,3 | 400 | 5,7 | 15 | 1,4 | 1280 |
| ZnSe | 2,43 | 180 | 8,5 | 5 | 1,87 | 1500 |
| CdTe | 2,67 | 60 | 5,9 | 11 | 1,23 | 1098 |
| As ₂ S ₃ | 2,41 | 2,5 (100°C) | 24 | 2 | — | 300 |
| KRS-5 | 2,37 | 9 | 60 | —25 | — | 450 |

Таблица 2

Максимальная температура подложки ($P=1$ Вт) и предельная поглощаемая мощность

| Длина волны | $\lambda=0,5$ мкм | | | | | | | | |
|----------------------|--------------------|------------------|--------------------------------|------------------|--------------------|------|--------------------------------|-------|--|
| Материал | K8 | SiO ₂ | Al ₂ O ₃ | TeO ₂ | PbMoO ₄ | | | | |
| T_{\max} , °C | 350 | 350 | 17 | 170 | 350 | | | | |
| $P_{\text{пр}}$, Вт | 0,3÷0,8 | 1,4 | 57 | 0,9 | 1,4 | | | | |
| Длина волны | $\lambda=10,6$ мкм | | | | | | | | |
| Материал | Ge | Si | NaCl | GaAs | ZnSe | CdTe | As ₂ S ₃ | KRS-5 | |
| T_{\max} , °C | 2 | 1 | 20 | 3 | 6,5 | 20 | 480 | 120 | |
| $P_{\text{пр}}$, Вт | 240 | 680 | 20 | 190 | 100 | 24 | 0,3 | 1,5 | |

чением стекла, для которого эта величина известна. Значения T_{\max} и максимально допустимой поглощенной мощности $P_{\text{пр}}$ (при температуре окружающей среды 20°C) приведены в табл. 2. Поглощаемая мощность $P_{\text{пр}}$, выдерживаемая ИК материалами, значительно выше, чем у материалов видимого диапазона, не только за счет большой теплопроводности, но и за счет большего размера лазерного пятна w .

Рассмотрим линзовый эффект, возникающий из-за искривления поверхности и неоднородности распределения показателя преломления. Разность оптических путей лучей 1 и 2, проходящих соответственно по оси подложки и на расстоянии r от нее (рис. 3), в приближении $w \ll d$ равна

$$l(r) = b_0 - b(r) + \int_{b_0 - b(r)}^{\infty} n(r, z) dz - \int_0^{\infty} n(0, z) dz. \quad (3)$$

Распределение показателя преломления $n(r, z)$ в пределах w можно аппроксимировать квадратичной функцией

$$n(r, z) = n(0, z) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 n}{\partial r^2} \Big|_{r=0} r^2 = n(0, z) + \frac{1}{2} \frac{\partial n}{\partial T} \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} \Big|_{r=0} r^2. \quad (4)$$

Предполагается, что изменение показателя преломления намного меньше его невозмущенного значения. Подставляя выражение для квадратичного распределения $b(r)$ и формулу (4) в (3), получаем, что

$$l(r) = 2b_0 \left(\frac{r}{w} \right)^2 (1 - n) + \frac{1}{2} r^2 \frac{\partial n}{\partial T} \int_0^{\infty} \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} \Big|_{r=0} dz. \quad (5)$$

По принципу равенства оптических путей $l(r)$ равно с противоположным знаком разности оптических путей лучей 1 и 2 за подложкой

$$l(r) = -r^2/2f,$$

где f — фокусное расстояние эффективной тонкой линзы, созданной

термическим возмущением ($f \gg d$). Окончательная формула для f такова:

$$\frac{1}{f} = 4(n-1) \frac{b_0}{w^2} - \frac{\partial n}{\partial T} \int_0^\infty \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} \Big|_{r=0} dz. \quad (6)$$

Коэффициент Пуассона в расчетах b_0 принимался равным 0,2. Для интегрального градиента температуры использовалось выражение, введенное на основе результатов работы [2]:

$$\int_0^\infty \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} \Big|_{r=0} dz = -\frac{1}{\pi} \frac{P}{kw^2}. \quad (7)$$

Результаты расчетов представлены в табл. 3. Здесь $\Phi_1 = 4(n-1) \times b_0/w^2$ — оптическая сила линзы (см^{-1}), связанной с деформацией по-

верхности; $\Phi_2 = -\frac{\partial n}{\partial T} \int_0^\infty \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} \Big|_{r=0} dz$ — оптическая сила линзы (см^{-1}),

образованной неоднородным распределением показателя преломления. Основной вклад в суммарную оптическую силу линзы $\Phi = \Phi_1 + \Phi_2$ и в соответствующее фокусное расстояние $f = 1/\Phi$ может определяться как Φ_1 , так и Φ_2 .

Представляют интерес материалы с отрицательным $\partial n/\partial T$ — РbMoO_4 , KRS-5, NaCl. В этом случае Φ_1 и Φ_2 частично компенсируются, а Φ лежит в пределах погрешности определения Φ_1 и Φ_2 . Может оказаться, что учет факторов, не принимавшихся во внимание в расчетах, приведет к еще более точной компенсации, поэтому реальные значения f могут на порядок превышать табличные [3].

Рассмотрим случай, когда подложка расположена в резонаторе вблизи плоского зеркала и образует вместе с ним зеркало с фокусным расстоянием $f_s = f/2$ (за счет двойного прохода линзы при отражении). Резонатор лазера устойчив, если радиус кривизны зеркала $R_s = 2f_s = f > L = 1,5$ м. Это условие позволяет рассчитать максимальную поглощаемую мощность P_s , при которой резонатор находится на пределе устойчивости (см. табл. 3). Данные таблицы позволяют сделать вывод, что коэффициент теплопроводности не является единственным параметром, по которому можно судить о возможности использования в мощных лазерах подложек из данного материала. Разность оптических путей пропорциональна α/k и $(\partial n/\partial T)/k$, поэтому, например, парателлурид выдерживает меньшую мощность, чем кварц, несмотря на то, что теплопроводность TeO_2 в 2 раза больше, чем у кварца. Теплопроводность сапфира в 20 раз выше, чем у кварца, однако предельная поглощаемая мощность больше только в 5 раз.

Если подложка служит выходным зеркалом резонатора, то член, пропорциональный $\partial n/\partial T$ в формуле (6), будет влиять только на рас-

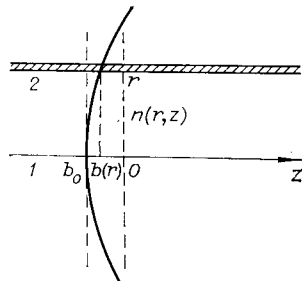


Рис. 3.

ходимость выходного излучения, а искажения резонатора и уменьшение мощности будут определяться деформацией поверхности подложки, обращенной внутрь резонатора. Образовавшееся выпуклое зеркало будет иметь радиус кривизны $R_n = 1/\Phi_1$. Мощность P_n (см. табл. 3) в этом случае также определяется условием устойчивости резонатора $R_1 - R_n \leq L$, т. е. $R_n \geq 8,5$ м. Видно, что резонатор более чувствителен к искажениям плоского зеркала, чем к искажениям пластинки внутри резонатора (за исключением кварца).

Сравнение данных табл. 2 и 3 подтверждает вывод, сделанный в работе [2], что линзовые искажения резонатора ограничивают мощность генерации гораздо сильнее, чем термическое разрушение поверхности подложки.

Уменьшение мощности генерации и ее колебания в неустановившемся режиме нагрева могут быть вызваны и изменением оптической толщины подложек. Рассмотрим два случая расположения подложки в резонаторе (рис. 4), причем поглощающую поверхность A будем считать неподвижной. Подложка и плоское зеркало образуют интерферометр, производящий определенную дискриминацию мод по добротности при условии $l_2 \ll l_1$. Кроме того, селективные по частоте потери вносит поглощающая пленка, которая может специально вводиться в резонатор для получения одночастотной генерации [6]. При этом наибольшей добротностью обладает та мода, у которой узловая поверхность поля ближе к поглощающей поверхности, чем узлы полей других мод. В первом случае (см. рис. 4, а) при изменении оптической толщины подложки произойдет изменение межмодового расстояния, поскольку узел поля продольной моды всегда «закреплен» на зеркале. Полный сдвиг узла поля от поглощающей поверхности, очевидно, равен произведению межмодового расстояния на число полуwave, укладывающихся на длине резонатора ($\sim 1C^6$). Если этот сдвиг намного больше межмодового расстояния, а вносимые пленкой потери достаточно велики, то при постепенном нагреве будет происходить последовательное переключение с одной продольной моды на другую, сопровождающееся колебаниями мощности. В установившемся режиме мощность генерации может быть ниже оптимальной, так как узловая поверхность поля может не совпасть с поверхностью пленки. Оптический путь в резонаторе (см. рис. 4, а)

$$\Delta l = L + d(n - 1). \quad (8)$$

Межмодовое расстояние

$$\Delta \nu_{рез} = \frac{c}{2\Delta l} \approx \frac{c}{2L} \left(1 - \frac{d(n-1)}{L} \right). \quad (9)$$

Таблица 3

Линзовые искажения подложек ($P=1$ Вт) и предельные поглощаемые мощности

| Длина волны | $\lambda=0,5$ мкм | | | | | | | | $\lambda=10,6$ мкм | | | | | | | |
|---|-------------------|------------------|--------------------------------|------------------|--------------------|---------------------|---------------------|-------|--------------------|---------------------|------|--------------------------------|-------------------|--|--|--|
| | K8 | SiO ₂ | Al ₂ O ₃ | TeO ₂ | PbMoO ₄ | Ge | Si | NaCl | GaAs | ZnSe | CdTe | As ₂ S ₃ | KRS-5 | | | |
| $\Phi_1 \cdot 10^{-2}$ см ⁻¹ | 9,5 | 0,55 | 0,55 | 6,8 | 31 | $5,1 \cdot 10^{-2}$ | $7,2 \cdot 10^{-3}$ | 0,58 | $6 \cdot 10^{-2}$ | 0,12 | 0,3 | 25 | 15 | | | |
| $\Phi \cdot 10^{-2}$ см ⁻¹ | 1 | 4,5 | 0,27 | 1,3 | -11 | $1,3 \cdot 10^{-2}$ | $2,2 \cdot 10^{-3}$ | -0,16 | 0,11 | $7,5 \cdot 10^{-2}$ | 0,52 | 2,2 | -7,2 | | | |
| $\Phi_2 \cdot 10^{-2}$ см ⁻¹ | 10 | 5 | 0,82 | 8 | 20 | $6,5 \cdot 10^{-2}$ | 10^{-2} | 0,42 | 0,17 | 0,2 | 0,82 | 27 | 8 | | | |
| $f, \text{ м}$ | 0,1 | 0,2 | 1,2 | 0,12 | 0,05 | 15 | 100 | 2,4 | 6 | 5 | 1,2 | 0,04 | 0,12 | | | |
| $P_3, \text{ Вт}$ | 0,06 | 0,15 | 0,8 | 0,08 | 0,03 | 10 | 60 | 1,5 | 4 | 3,3 | 0,8 | 0,03 | 0,08 | | | |
| $P_d, \text{ Вт}$ | 0,01 | 0,21 | 0,21 | 0,02 | $4 \cdot 10^{-3}$ | 2,3 | 15 | 0,2 | 2 | 1 | 0,4 | $5 \cdot 10^{-3}$ | $8 \cdot 10^{-3}$ | | | |

Изменение межмодового расстояния на оси резонатора

$$\delta(\Delta\nu_{\text{рез}}) = \frac{c}{2L} \frac{1}{L} \int_0^{\infty} \delta n dz; \quad (10)$$

$$\int_0^{\infty} \delta n |_{r=0} dz = \frac{\partial n}{\partial T} \int_0^{\infty} T(r=0) dz. \quad (11)$$

Здесь δn — термическое изменение показателя преломления на оси. Интеграл от температуры вдоль оси подложки выводится в приложении. В табл. 4 приведены значения полного сдвига узла моды при $P = 1$ Вт и $R/\omega = 9$.

Таблица 4

| λ=0,5 мкм | | | | | λ=10,6 мкм | | | | | | |
|-----------|------------------|--------------------------------|------------------|---------------------|--------------------|--------------------|------|------|------|--------------------------------|-------|
| K8 | SiO ₂ | Al ₂ O ₃ | TeO ₂ | Pb-MoO ₄ | Ge | Si | GaAs | ZnSe | CdTe | As ₂ S ₃ | KRS-5 |
| 0,13 | 0,6 | 0,04 | 0,14 | 1,5 | 2·10 ⁻³ | 3·10 ⁻⁴ | 0,02 | 0,01 | 0,07 | 0,3 | 0,9 |

Во втором случае (см. рис. 4, б), кроме изменения межмодового расстояния, будет происходить изменение расстояния $\Delta_2 = l_2 + d(n-1)$ между модами интерферометра, обладающими наибольшей добротностью. Так как $l_2 \ll l_1$, $\Delta_2 \gg \Delta_1$, следовательно, изменение межмодового расстояния $\delta(\Delta\nu_{\text{инт}}) = \delta\left(\frac{c}{2\Delta_2}\right)$ также будет намного

больше $\delta(\Delta\nu_{\text{рез}})$. Поэтому в установившемся режиме генерировать будет мода с меньшей добротностью, т. е. мощность генерации будет ниже оптимальной. Расчеты по формулам (10), (11) с заменой L на l_2 показывают, что для сапфира $\delta(\Delta\nu_{\text{инт}}) = 3 \div 6$ ГГц, т. е. порядка ширины линии генерации аргонового лазера. Для других материалов видимой области спектра этот сдвиг еще больше. Для германия $\delta(\Delta\nu_{\text{инт}}) = 1,8$ ГГц, т. е. превосходит ширину линии генерации CO₂ лазера, поэтому мощность излучения может заметно уменьшиться. Зависимость изменения оптической толщины подложки от поглощенной мощности P носит периодический характер, и в этом случае нельзя говорить о максимально допустимой величине P . Ясно, однако, что в том случае, когда поглощающая пленка обращена к дальнему зеркалу, флюктуации оптической толщины интерферометра и, следовательно, мощности излучения будут значительно больше, чем в первом случае.

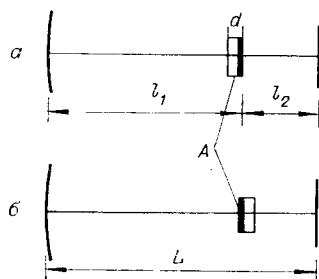


Рис. 4.

Таким образом, первый вариант расположения подложки с поглощающей пленкой более предпочтителен.

ВЫВОДЫ

Результаты работы могут оказаться полезными при расчетах термических искажений резонаторов конкретных лазерных систем. Критерием максимально допустимых искажений может служить не только условие устойчивости резонатора, но и более жесткие требования, на-

пример уменьшение мощности генерации не более чем на 10%. Расчет достаточно прост и в этом случае, поскольку термические искажения линейно зависят от поглощенной мощности.

В том случае, когда термические возмущения резонатора вызываются, главным образом, поверхностным нагревом подложек, принудительный теплоотвод оказывается крайне неэффективным и тепловую линзу практически не уменьшает.

Наиболее действенный способ уменьшения влияния нагрева излучением — выбор для подложек материалов с достаточно большой теплопроводностью, причем минимальные искажения обеспечивают материалы с наименьшим значением α/k и $(\partial n/\partial T)/k$ (α — коэффициент теплового расширения).

ПРИЛОЖЕНИЕ

Решение краевой задачи теплопередачи в полубесконечном цилиндре с охлаждаемой боковой поверхностью. Уравнение теплопроводности в цилиндрических координатах

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0, \quad 0 \leq r \leq R, \quad (\text{П.1})$$

имеет общее решение в виде произведения двух функций $J_0(r\mu) \exp(-\mu z)$. Решением краевой задачи с нулевыми граничными условиями на боковой поверхности цилиндра является линейная комбинация

$$\sum_{m=1}^{\infty} C_m J_0(\rho \beta_m) \exp(-z \beta_m / R).$$

Коэффициенты C_m определяются из условия наличия теплового потока на торце цилиндра

$$\frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} = -\frac{2P_0}{\pi k w^2} \exp\left(-2\left(\frac{R}{w}\right)^2 \rho^2\right) = -\sum_{m=1}^{\infty} \frac{C_m \beta_m}{R} J_0(\rho \beta_m). \quad (\text{П.2})$$

Умножая обе части равенства (П.2) на $\rho J_0(\rho \beta_m)$, интегрируя по ρ от 0 до 1, получаем с учетом ортогональности функций Бесселя [12]

$$C_m = \frac{4P_0 R}{\pi k w^2} \frac{1}{\beta_m J_1^2(\beta_m)} \int_0^1 \rho \exp\left(-2\left(\frac{R}{w}\right)^2 \rho^2\right) J_0(\rho \beta_m) d\rho. \quad (\text{П.3})$$

Таким образом, коэффициенты A_m в (1) можно записать следующим образом:

$$A_m = \frac{4R}{\pi w} \frac{1}{\beta_m J_1^2(\beta_m)} \int_0^1 t \exp\left(-2\left(\frac{R}{w}\right)^2 t^2\right) J_0(t \beta_m) dt. \quad (\text{П.4})$$

Вычисленные на ЭВМ значения интеграла

$$a_m = \int_0^1 t \exp\left(-2\left(\frac{R}{w}\right)^2 t^2\right) J_0(t \beta_m) dt$$

приведены в табл. 5. Проводя операции дифференцирования и интег-

Таблица 5

$$\text{Коэффициенты } a_m 10^3 = 10^3 \int_0^1 t \exp\left(-2\left(\frac{R}{w}\right)^2 t^2\right) J_0(t\beta_m) dt$$

| m | R/w | | | | m | R/w | | | | m | R/w | | | |
|---|-------|-------|-------|------|----|-----|------|------|------|----|-----|---|------|------|
| | 2 | 4 | 7 | 9 | | 2 | 4 | 7 | 9 | | 2 | 4 | 7 | 9 |
| 1 | 52,17 | 14,93 | 5,031 | 3,06 | 6 | — | 1,22 | 2,22 | 1,86 | 11 | — | — | 0,28 | 0,5 |
| 2 | 24,12 | 12,31 | 4,72 | 2,94 | 7 | — | 0,46 | 1,62 | 1,54 | 12 | — | — | 0,16 | 0,33 |
| 3 | 6,02 | 8,70 | 4,21 | 2,75 | 8 | — | 0,15 | 1,1 | 1,24 | 13 | — | — | 0,08 | 0,28 |
| 4 | 0,81 | 5,27 | 3,58 | 2,49 | 9 | — | 0,04 | 0,74 | 0,96 | 14 | — | — | 0,04 | 0,17 |
| 5 | 0,06 | 2,74 | 2,89 | 2,19 | 10 | — | — | 0,46 | 0,72 | 15 | — | — | 0,02 | 0,1 |

рирования над формулой (1), получаем выражения, необходимые при расчете термического возмущения в цилиндре с охлаждаемой боковой поверхностью:

$$\int_0^{\infty} \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} \Big|_{r=0} dz = -\frac{2P_0}{\pi k w^2} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{a_m}{J_1^2(\beta_m)}; \quad (\text{П.5})$$

$$\int_0^{\infty} T(r=0) dz = \frac{4P_0}{\pi k} \left(\frac{R}{w}\right)^2 \sum_{m=1}^{\infty} \frac{a_m}{\beta_m^2 J_1^2(\beta_m)}. \quad (\text{П.6})$$

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Аполлонов, А. И. Барчуков, В. К. Конюхов, А. М. Прохоров. Термоупругая деформация поверхности твердого тела под действием лазерного луча.— «Письма в ЖЭТФ», 1972, т. 15, № 5, с. 248.
2. V. V. Apolloнов, A. I. Barchukov, A. M. Prokhorov. Optical distortion of heated mirrors in CO₂-laser systems.— "IEEE J. Quant. Electron.", 1974, vol. 10, № 6, p. 505.
3. M. Sparks. Optical distortion by heated windows in high power laser systems.— "J. Appl. Phys.", 1971, vol. 42, № 12 (2), p. 5029.
4. H. H. Witte. Influence of thermal lens effects on the resonator geometry of gas lasers.— "Optics and Laser Technol.", 1971, vol. 3, № 1, p. 31.
5. G. De Mars, M. Seiden, F. A. Horgan. Optical degradation of high power argon ion lasers.— "IEEE J. Quant. Electron.", 1968, vol. 4, № 10, p. 631.
6. Ю. В. Троицкий, Н. Д. Голдина. О выделении одного типа колебаний в оптическом резонаторе.— «Письма в ЖЭТФ», 1968, т. 7, № 2, с. 49.
7. Б. Р. Белостоцкий, Ю. В. Любавский, В. М. Овчинников. Основы лазерной техники. М., «Сов. радио», 1972, с. 66.
8. American Institute of Physics Handbook. N. Y., 1972.
9. Справочник конструктора оптико-механических приборов. Л., «Машиностроение», 1967.
10. Н. Утида. Материалы и методы акустооптического отклонения.— «ТИИЭР», 1973, т. 61, № 8, с. 21.
11. A. W. Warner, D. L. White, W. A. Bonner. Acoustooptic deflector using optical activity in paratellurite.— "J. Appl. Phys.", 1972, vol. 43, № 11, p. 4491.
12. Е. Я. Янке, Ф. Эмде, Ф. Леш. Специальные функции. М., «Наука», 1968.

Поступила в редакцию 3 мая 1976 г.