

10. Whitford B., Siemsen K., Reid J. // Opt. Commun. 1977. **22**. P. 261.
 11. Siemsen K., Reid J. // IEEE J. Quant. Electron. 1978. **14**, N4. P. 217.
 12. Ачасов О.В., Лабуда С.А., Солоухин Р.И., Фомин Н.А. // Физика горения и взрыва. 1979. **15**, №6. С. 57.

13. Singer S. // IEEE J. Quant. Electron. 1974. **10**, N11. P. 829.
 14. Avizonis P.V., Dean D.R., Grotbeck R. // Appl. Phys. Lett. 1973. **23**, N7. P. 375.

Поступила в редакцию
21.10.96

УДК 621.373.826

ПОЛЯРИЗАЦИОННО-ЧАСТОТНОЕ РАЗДЕЛЕНИЕ ВСТРЕЧНЫХ ВОЛН В МОНОЛИТНЫХ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ КОЛЬЦЕВЫХ ЛАЗЕРАХ С НЕПЛОСКИМИ РЕЗОНАТОРАМИ

А.Н. Шелаев

(НИИЯФ)

Получена и численно решена система уравнений для определения условий создания максимальной поляризационно-частотной развязки встречных волн в монолитных неплоских кольцевых резонаторах (МНР), реализуемых в симметричных многогранниках из твердотельных изотропных активных сред (АС) с тремя гранями с полным внутренним отражением и одной гранью с диэлектрическим зеркалом. Установлены ограничения, накладываемые на геометрию МНР, показатель преломления АС, фазовую анизотропию отражателей. Получено хорошее соответствие расчетных и экспериментальных результатов.

Проведенные в последнее время экспериментальные и теоретические исследования (см., напр., [1–5]) позволили создать первые твердотельные кольцевые лазеры (ТКЛ) с высокоэффективной полупроводниковой лазерной накачкой и монолитными резонаторами, реализуемыми в многогранниках из активной среды (АС) – YAC:Nd^{3+} , $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$.

Основной целью выполненных ранее работ было получение в монолитных ТКЛ режима высокостабильной однонаправленной одночастотной генерации. При этом сильная конкуренция встречных волн (ВВ) и генерируемых мод в ТКЛ с однородно-уширенной линией усиления АС позволяла достаточно легко получать режим однонаправленной одномодовой генерации за счет создания даже небольшой (< 0,1%) разности потерь ВВ при наложении на АС ТКЛ малого магнитного поля ($H < 100$ Э).

Гораздо более сложной задачей являются устранение конкуренции ВВ и получение в ТКЛ высокостабильного режима биений (двунаправленной генерации с разными частотами ВВ) с целью использования ТКЛ для измерения невязимных оптических эффектов и угловых скоростей вращения. Эта задача тем более усложняется в монолитных ТКЛ, поскольку внутри резонатора чип-лазера невозможно введение никаких дополнительных элементов (например, кристалла для генерации второй гармоники, нелинейного поглотителя, невязимного амплитудного фарадеевского элемента), позволяющих стабилизировать режим биений в “обычных” немонолитных ТКЛ [1].

Из наших работ [1,2] следует, что в монолитных покоящихся ТКЛ с однородно-уширенной линией усиления АС, плоскими и неплоскими кольцевыми резонаторами с оптическим периметром $L = L_{\text{geom}} n \sim$

$\sim 3-10$ см обычно реализуются режимы автомодуляции с противофазной модуляцией интенсивностей ВВ на частоте $\omega_{m0} \approx m/2\pi \approx \sqrt{r_z} c/2\pi L \sim 100-200$ кГц (m – модуль коэффициента связи ВВ, r_z – величина суммарного обратного рассеяния ВВ по мощности). Во вращающихся ТКЛ частота автомодуляции зависит также от разности частот кольцевого резонатора для ВВ Ω : $\omega_m(\Omega) \approx \sqrt{\omega_{m0}^2 + \Omega^2}$. Однако в режимах автомодуляции, в отличие от режимов биений, точность измерения невязимных оптических эффектов ограничивается как сильной зависимостью $\omega_m(\Omega)$ от неустойчивости связи ВВ, так и малой крутизной зависимости $\omega_m(\Omega)$ при $|\Omega| \ll \omega_{m0}$.

В данной работе приводятся результаты теоретического и экспериментального исследования возможностей фактически единственного способа управления режимами генерации монолитных ТКЛ – изменения связи, поляризаций и частот ВВ за счет выбора геометрии резонатора (естественно, с учетом возможного наложения на ТКЛ внешнего магнитного поля). Отметим, что магнитооптические эффекты в обычных немонолитных ТКЛ с плоскими и неплоскими кольцевыми резонаторами были впервые исследованы нами в работе [6].

Ввиду сложности изготовления монолитных ТКЛ в данной работе исследуются характеристики ТКЛ с монолитными неплоскими кольцевыми резонаторами (МНР) с минимально возможным количеством отражающих поверхностей – четырьмя. Созданные к настоящему времени монолитные ТКЛ имеют именно такие МНР (рис. 1), при этом на трех плоских гранях АС T, U, V происходит полное внутреннее отражение, а на одну сферическую ($R \sim 10$ см) грань S напыляется диэлектрическое зеркало с высоким коэффициентом отражения ($r \geq 99$ %)

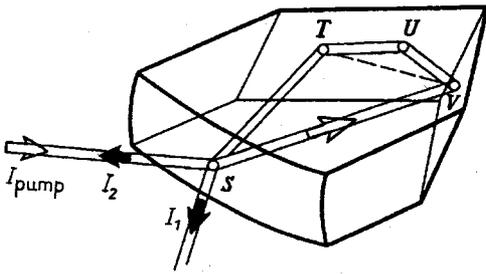


Рис. 1. Схема монолитного неплоского симметричного ТКЛ на YAG:Nd³⁺ с минимальным числом отражений от граней АС; $I_{штмп}$ – луч накачки от InGaAsP/GaAs лазера ($\lambda \approx 0,807$ мкм); I_1, I_2 – лучи, излучаемые ТК чип-лазером ($\lambda \approx 1,064$ мкм)

на длине волны излучения ТКЛ ($\lambda \approx 1,064$ мкм для YAG:Nd³⁺) и низким коэффициентом отражения ($r \leq 20$ %) на длине волны излучения полупроводникового лазера накачки ($\lambda \approx 0,807$ мкм).

Для расчета поляризаций и частот МНКР зададим параметры траектории распространения ВВ в прямоугольной системе координат XYZ так, как это показано на рис. 2. МНКР считаем симметричным относительно плоскости YOZ, что существенно упрощает расчет и изготовление монолитных ТКЛ. Единичные векторы \mathbf{k}_i , направленные вдоль плеч резонатора длиной l_i определим через углы падения света θ_i на соответствующие отражающие поверхности ($i=1,2,3,4$) и через угол “неплоскостности” резонатора β :

$$\mathbf{k}_1 = (\sin\theta_1, \cos\theta_1, 0), \quad \mathbf{k}_3 = (-\sin\theta_3, -\cos\theta_3 \cos\beta, \cos\theta_3 \sin\beta), \quad (1)$$

$$\mathbf{k}_2 = (\sin\theta_1, -\cos\theta_1, 0), \quad \mathbf{k}_4 = (-\sin\theta_3, \cos\theta_3 \cos\beta, -\cos\theta_3 \sin\beta).$$

Единичные же векторы \mathbf{n}_i и \mathbf{N}_i , определяющие соответственно нормали и бинормали к плоскостям падения, выразим через векторы \mathbf{k}_i :

$$\mathbf{n}_i = (\mathbf{k}_{i+1} - \mathbf{k}_i) / 2 \cos\theta_i, \quad \mathbf{N}_i = [\mathbf{n}_i \times \mathbf{k}_i] / \sin\theta_i. \quad (2)$$

Используя выражения для \mathbf{N}_i , получаем следующие соотношения для углов поворота бинормалей α_{ij} при обходе симметричного МНКР ($\theta_2 = \theta_4$):

$$\cos\alpha_{12} = \mathbf{N}_1 \mathbf{N}_2 = \cos\alpha_{41} = \mathbf{N}_4 \mathbf{N}_1 = (\sin\theta_3 \cdot \cos\theta_1 + \cos\theta_3 \cdot \sin\theta_1 \cdot \cos\beta) / \sin 2\theta_2, \quad (3)$$

$$\cos\alpha_{23} = \mathbf{N}_2 \mathbf{N}_3 = \cos\alpha_{34} = \mathbf{N}_3 \mathbf{N}_4 = (\cos\theta_3 \cdot \sin\theta_1 + \sin\theta_3 \cdot \cos\theta_1 \cdot \cos\beta) / \sin 2\theta_2.$$

Учитывая условие замкнутости оси МНКР $\sum \mathbf{k}_i l_i = 0$, получим еще два соотношения (4), которые вместе с (1)–(3) определяют геометрические параметры симметричного МНКР ($l_1 = l_2 = a$, $l_3 = l_4 = b$):

$$a \sin\theta_1 = b \sin\theta_3, \quad (4)$$

$$\cos 2\theta_2 = \sin\theta_1 \cdot \sin\theta_3 - \cos\theta_1 \cdot \cos\theta_1 \cdot \cos\theta_3 \cdot \cos\beta.$$

Для немонолитного НКР с идеальными зеркалами без фазовой и амплитудной поляризационной анизотропии суммарный поворот плоскости поляризации α_z светового луча, описываемого вектором

Джонса $\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}$ [7], определяется произведением матриц поворота систем координат $R(\alpha_{ij})$ (см.рис. 2):

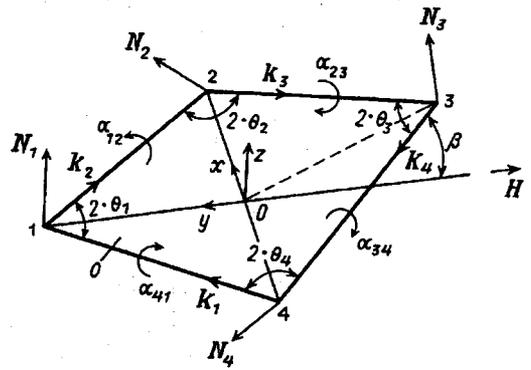


Рис. 2. Геометрические параметры, определяющие поворот луча (плоскости поляризации), при обходе неплоского кольцевого резонатора. В симметричном МНКР углы падения света $\theta_2 = \theta_4$, углы поворота бинормалей \mathbf{N}_i симметричны: $\alpha_{41} = -\alpha_{12}$, $\alpha_{23} = -\alpha_{34}$. Отражение от диэлектрического зеркала в точке 3, полное внутреннее отражение в точках 1, 2, 4

$$\begin{pmatrix} E'_x \\ E'_y \end{pmatrix} = R(\alpha_z) \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}, \quad R(\alpha) = \begin{pmatrix} \cos\alpha & \sin\alpha \\ -\sin\alpha & \cos\alpha \end{pmatrix}, \quad (5)$$

$$\alpha_z = \alpha_{41} - \alpha_{34} + \alpha_{23} - \alpha_{12}, \quad \alpha_{41}^{14} = -\alpha_{12}^{21} > 0, \quad \alpha_{23}^{32} = -\alpha_{34}^{43} > 0 \quad (6)$$

($\alpha_{ij} > 0$ для поворота по часовой стрелке при наблюдении вдоль луча).

Если $\alpha_z = \pi/2$, то $R(\alpha_z) = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{bmatrix}$ и собственные типы колебаний НКР – световые волны с ортогональными круговыми R, L-поляризациями:

$$E_R = 1/\sqrt{2} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}, \quad E_L = 1/\sqrt{2} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix}, \quad (7)$$

$$E'_{R,L} = R(\alpha_z) E_{R,L} = e^{\pm i\pi/2} E_{R,L}$$

(в матрицах и экспонентах $i = \sqrt{-1}$).

В этом случае разность частот левой ω_L^o и правой ω_R^o компонент в каждой из ВВ покоящегося КЛ равна половине межмодового интервала $2\pi c/L$:

$$\omega_{R,L}^o(L/c) \pm \pi/2 = 2\pi mL \equiv \omega_0 L/c, \quad (\omega_L^o - \omega_R^o) = \pi c/L. \quad (8)$$

Укажем, что расчет НКР с идеальными зеркалами можно упростить, используя соотношения, которые получаются из рассмотрения угла поворота светового луча двумя последовательно расположенными отражателями:

$$\cos \frac{(\alpha_{41} - \alpha_{12})}{2} = \frac{\mathbf{n}_1 \mathbf{n}_2}{\sin\theta}, \quad \cos \frac{(\alpha_{23} - \alpha_{34})}{2} = \frac{\mathbf{n}_3 \mathbf{n}_4}{\sin\theta}, \quad (9)$$

$$\cos 2\theta = \frac{-\mathbf{k}_1 \mathbf{k}_3}{ab}$$

В результате суммарный угол поворота определяется выражениями

$$\alpha_z = 2 \left[\arccos \frac{(-\cos\theta_1 + \cos\theta_3 \cdot \cos\beta)}{D} + \arccos \frac{(-\cos\theta_3 + \cos\theta_1 \cdot \cos\beta)}{D} \right], \quad (10)$$

$$D = \cos\theta_2 \sqrt{2[1 - (\sin\theta_1 \cdot \sin\theta_3 + \cos\theta_1 \cdot \cos\theta_3 \cdot \cos\beta)]}.$$

При $a=b$, $\theta_1 = \theta_3$ и $\theta_2 = \theta_4$ $\alpha_z = 4 \arccos [\sin(\beta/2)/\cos\theta_2]$.

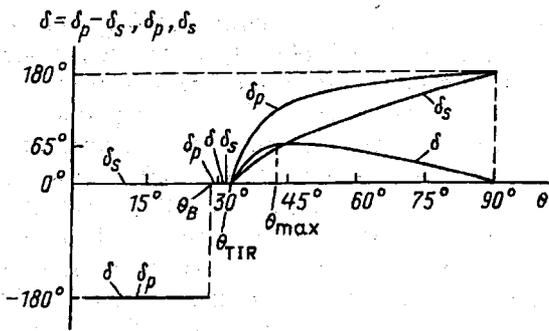


Рис. 3. Теоретические зависимости разностей фаз $\delta = \delta_p - \delta_s$, $\delta_p = \delta_p' - \delta_p''$, $\delta_s = \delta_s' - \delta_s''$ падающих $E_{p,s}^i$ и отраженных $E_{p,s}^r$ волн, поляризованных в плоскости падения p и перпендикулярной ей плоскости s , от угла падения θ для "внутреннего" ($n_1 > n_2$) отражения от границы однородной изотропной среды (YAG:Nd³⁺, $n_1 \approx 1,8163$) с воздухом ($n_2 \approx 1$). $\theta_B = \arctg(n_2/n_1) \approx 28,835^\circ$ - угол Брюстера, $\theta_{TIR} = \arcsin(n_2/n_1) \approx 33,405^\circ$ - предельный угол полного внутреннего отражения; $\delta_{max} \approx 64,658^\circ$ и $\theta_{max} \approx 43,006^\circ$ определяются выражением (13)

Полученные выражения позволяют рассчитывать немонокристаллические НКР с изотропной АС. Проведенные нами эксперименты показали, что это допущение оправдано, например, для YAG:Nd³⁺ при малых мощностях лазерной накачки ($P \leq 100$ мВт). "Естественная" анизотропия YAG:Nd³⁺ мала: $n_o - n_e \sim 10^{-7}$. Наведенная тепловая анизотропия пропорциональна разности температур по сечению стержня АС: $n_{x,y}(r) - n_{x,y}(0) \sim (6-9) \cdot 10^{-6} [T(r) - T(0)]$ [8], и при лазерной накачке степень деполаризации излучения ТКЛ на YAG:Nd³⁺ менее 10^{-3} [9,10]. В модельных экспериментах с немонокристаллическими ТКЛ на YAG:Nd³⁺ с НКР и продольной накачкой АС Аг-лазером нами были получены поляризации ВВ, близкие к ортогональным эллиптическим, при параметрах НКР, дающих значения $\alpha_z = \pi/2$ (например, $\theta_1 = 11,8163^\circ$, $\theta_2 = \theta_4 = 41,5459^\circ$, $\theta_3 = 35,9715^\circ$, $\beta = 90^\circ$, $a/b = 2,8684$).

Расчет параметров МНКР даже с изотропной АС сильно усложняется из-за необходимости учета большой фазовой поляризационной анизотропии полного внутреннего отражения.

Матрица диэлектрического зеркала обычно записывается в виде [7]

$$M = \begin{pmatrix} ir_p e^{i\delta/2} & 0 \\ 0 & ir_s e^{i\delta/2} \end{pmatrix}, \quad (11)$$

где $\delta = (\delta_p - \delta_s)$ - разность фаз между отраженными световыми волнами, поляризованными в плоскости падения p и в перпендикулярной плоскости s . При углах падения $\theta < 10^\circ$ зеркало близко к идеальному ($r_p = r_s = r$, $\delta = \pi$) и его матрица соответствует матрице пластинки $\lambda/2$:

$$M = ir \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (12)$$

Матрицу полного внутреннего отражения M также можно записать в виде (11), при этом $r_p = r_s$, а фазы $\delta_{p,s}$ определяются выражениями

$$\operatorname{tg} \frac{\delta_p}{2} = \frac{\sqrt{\sin^2 \theta - n^2}}{n^2 \sin^2 \theta}, \quad \operatorname{tg} \frac{\delta_s}{2} = n^2 \operatorname{tg} \frac{\delta_p}{2},$$

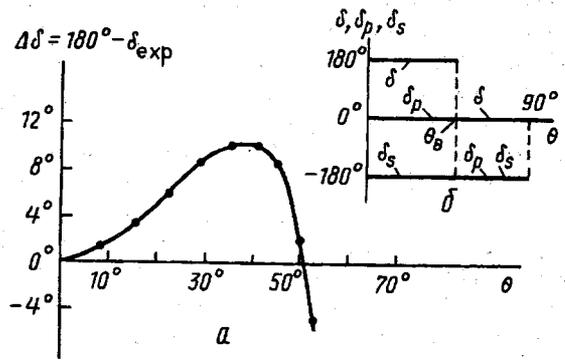


Рис. 4. а - Характерная зависимость отклонения разности фаз δ_{exp} от $\delta_{th} = 180^\circ$ в зависимости от угла падения света θ на стандартное диэлектрическое зеркало. Точки - экспериментальные данные, сплошная кривая - найденная аппроксимация (14). б - Теоретические зависимости разностей фаз δ , δ_p , δ_s от θ для "внешнего" ($n_1 < n_2$) отражения от границы однородной изотропной среды

$$\operatorname{tg} \frac{\delta_p - \delta_s}{2} = \frac{\sqrt{\sin^2 \theta - n^2}}{\sin^2 \theta / \cos \theta}, \quad (13)$$

$$(\delta_p - \delta_s)_{max} = 2 \operatorname{arctg} \frac{1 - n^2}{2n} \quad \text{при} \quad \theta_{max} = \arcsin \sqrt{2n^2 / (1 + n^2)}.$$

Теоретические зависимости разностей фаз δ_p , δ_s , $\delta = \delta_p - \delta_s$ от θ для "внутреннего" ($n = n_2 = 1/n_1 < 1$) отражения от границы однородной изотропной среды с воздухом, полученные на основе формул Френеля и записи E в виде $E = E_0 e^{i(\omega t - kr)}$, показаны на рис. 3. Укажем, что δ_{max} растет с ростом n , и $\delta_{max} = \pi$ при $n = \sqrt{2} + 1$. Значения n у твердотельных АС изменяются от 1,38 у MgF₂:Ni²⁺ до $n_{e,o} = 2,2 - 2,826$ у LiNbO₃:Nd³⁺.

Таким образом, фазово-поляризационные характеристики полного внутреннего отражения можно рассчитать с высокой точностью. Основная неопределенность в расчете МНКР возникает из-за трудности определения характеристик диэлектрического зеркала, анизотропия которого становится существенной при углах падения $\theta > 5^\circ$. Проведенные нами экспериментальные исследования, а также анализ имеющихся литературных данных показали, что стандартные зеркала, состоящие из чередующихся слоев ZnS ($n \approx 2,3$) и MgF₂ ($n \approx 1,33$) оптической толщиной $d \approx \lambda/4$, могут иметь большую фазовую и амплитудную анизотропию. Характерная зависимость отклонения $(\delta_p - \delta_s)_{exp}$ от теоретического значения π показана на рис. 4. Найденная нами аппроксимация этой зависимости:

$$\Delta \delta = \pi - (\delta_p - \delta_s)_{exp} \approx 0,075 \theta + 0,56 \theta^2 - 0,85 \theta^5 \quad (14)$$

использовалась в расчетах в качестве модельной (здесь θ - рад).

Амплитудная анизотропия обычных зеркал $(r_s - r_p)_{max} > 0,5\%$ при $\theta \approx 30^\circ$. Следует, однако, иметь в виду, что как фазовую, так и амплитудную анизотропию можно значительно уменьшить при напылении специальных зеркал, у которых толщина слоев с высокой точностью равна $\lambda/4$.

Расчет поляризационно-частотных характеристик

тик МНКР проведем методом матриц Джонса [7]. При этом помимо поворота плоскости поляризации за счет поворота лазерного луча, учитываемого с помощью матриц $R(\alpha_{ij})$, и поворота за счет изменения разности фаз $\delta = \delta_p - \delta_s$ при отражениях, учитываемого с помощью матриц $M(\delta)$, учтем поворот за счет помещения ТКЛ в магнитное поле. В этом случае углы поворота плоскости поляризации φ_{ij} на отрезке траектории луча между последовательными точками i, j вследствие эффекта Фарадея в АС суммируются (с соответствующим знаком) с геометрическим поворотом луча α_{ij} . Существенно, что фарадеевское вращение не зависит от направления распространения света и происходит по часовой стрелке, если смотреть вдоль направления поля \mathbf{H} . Выбирая начало отсчета в точке O (см. рис. 2), суммарные матрицы P^\pm , определяющие характеристики МНКР для обхода по (P^+) и против (P^-) часовой стрелки, запишем в виде

$$P^+ = R(\alpha_{41} - \varphi_{41}) M(\delta_2) R(-\alpha_{23} - \varphi_{23}) M(\delta_3) R(\alpha_{23} + \varphi_{23}) \times \\ \times M(\delta_2) R(-\alpha_{41} + \varphi_{41}) M(\delta_1), \quad (15)$$

$$P^- = M(\delta_1) R(-\alpha_{41} - \varphi_{41}) M(\delta_2) R(\alpha_{23} - \varphi_{23}) \times \\ \times M(\delta_3) R(-\alpha_{23} + \varphi_{23}) M(\delta_2) R(\alpha_{41} + \varphi_{41}).$$

В (15) учтено, что $\delta_2 = \delta_4$ и $\alpha_{ij} = \alpha_{ji}$, $\varphi_{ij} = -\varphi_{ji}$, так как для ВВ используются разные системы координат, и эффект Фарадея не взаимен для ВВ.

При небольших магнитных полях влиянием эффекта Фарадея в АС можно пренебречь (например, для YAG:Nd³⁺ постоянная Верде $V \approx 0,00618$ угл.мин/см·Э) на $\lambda = 1,064$ мкм). Положив $\varphi_{ij} = 0$, (15) можно привести к виду

$$P^\pm = \begin{pmatrix} (A + iB)e^{i\delta/2} & -iCe^{-i\delta/2} \\ -iCe^{i\delta/2} & (A - iB)e^{-i\delta/2} \end{pmatrix}, \quad (16)$$

где

$$A = \cos\delta_2 \cdot \cos \frac{\delta_3}{2} - \sin\delta_2 \cdot \sin \frac{\delta_3}{2} \cdot \cos 2\alpha_{23},$$

$$B = \cos 2\alpha_{41} \times \quad (17)$$

$$\times [\sin\delta_2 \cdot \cos \frac{\delta_3}{2} + \cos\delta_2 \cdot \sin \frac{\delta_3}{2} \cdot \cos 2\alpha_{23}] + \sin \frac{\delta_3}{2} \cdot \sin 2\alpha_{41} \cdot \sin 2\alpha_{23},$$

$$C = \sin 2\alpha_{41} \times$$

$$\times [\sin\delta_2 \cdot \cos \frac{\delta_3}{2} + \cos\delta_2 \cdot \sin \frac{\delta_3}{2} \cdot \cos 2\alpha_{23}] - \sin \frac{\delta_3}{2} \cdot \sin 2\alpha_{23} \cdot \sin 2\alpha_{41}.$$

Правильность полученных выражений (16), (17) подтверждается тем, что P^\pm , как и все использованные матрицы, имеют вид

$$\begin{pmatrix} Z & -W^* \\ W & Z^* \end{pmatrix} \text{ и } \det P^\pm = 1.$$

МНКР будет иметь собственные ортогональные круговые поляризации, с частотами мод, сдвинутыми на $c/2L$, если

$$P^\pm = \text{const} \begin{pmatrix} 0 & \pm 1 \\ \mp 1 & 0 \end{pmatrix} \text{ или } \{A=0, B=0, C=\pm 1\}. \quad (18)$$

Так как полученная система уравнений (3), (4), (13), (14), (17), (18) весьма сложна, ее решения на-

ходились численно. Была написана большая (>600 строк) программа на Турбо-Паскале, позволяющая осуществлять глобальный поиск решений путем вычисления элементов матриц P^\pm при переборе с любым заданным шагом всех допустимых комбинаций углов падения света в МНКР $\theta_1, \theta_2 = \theta_4, \theta_3$ при заданном показателе преломления МНКР n . Итогом счета были таблицы (графики) величин углов $\theta_1, \theta_2, \theta_3$ и соответствующих им комплексных величин элементов матриц P^\pm , если P_{ij} были близки с заданной точностью к требуемым значениям: $P_{11} = P_{22} = 0, P_{12} = \pm 1, P_{21} = \mp 1$.

Ряд важных выводов, упрощающих поиск решений, был получен аналитически. Так, из условия $A=0$ следует, что $\cos 2\alpha_{23} = 1/[\text{tg} \delta_2 \cdot \text{tg}(\delta_3/2)] \geq 0$. Тогда с учетом того, что $\delta_{\text{TIR}} \leq \delta_{\text{max}} = 2 \arctg[(n^2-1)/2n] < \pi/2$, из условия $B=0$ можно получить, что $\cos 2\alpha_{41} \leq 0$ и $C=1$. Используя в (3) установленные ограничения на повороты бинормалей $\alpha_{41} \geq \pi/4, \alpha_{23} \leq \pi/4$, получим, что $\text{tg} \theta_1 \geq \text{tg} \theta_3$ и $\theta_1 \geq \theta_3$.

Таким образом, если требуется сделать МНКР лишь с одним зеркалом, то его следует напылить на грань 3, так как угол падения θ_3 может быть небольшим ($< 10^\circ$), при этом амплитудная анизотропия зеркала будет малой, и матрицу зеркала можно записать в виде (12). Отметим, что несимметричный вид P^\pm относительно δ_1, δ_3 связан с выбором начала обхода МНКР.

Если зеркало напылено на грань 1, то из условий $A=0, \text{tg} \delta_2 \cdot \text{tg}(\delta_3/2) = 1/\cos 2\alpha_{23} \geq 1$ и $\delta_{\text{TIR}} \leq \delta_{\text{max}} < \pi/2$ можно получить также сильное ограничение на минимальный показатель преломления моноблока: $n \geq \sqrt{3} \approx 1,732$. Это ограничение следует из неравенства $\text{tg} \delta_{\text{max}} \cdot \text{tg}(\delta_{\text{max}}/2) \geq 1$.

Отметим также, что из (17) следует $A=0, B=0, C=1$ при $\alpha_{23} = \pi/4, \alpha_{41} = \pi/2$ и идеальных зеркалах с $\delta_1 = \delta_3 = \pi$ на гранях 1,3.

Компьютерные расчеты позволили найти ряд областей параметров симметричных ($\theta_2 = \theta_4, \delta_2 = \delta_4$) однозеркальных МНКР с $\alpha_z \approx \pi/2$. Установлено также, что с ростом показателя преломления МНКР растут и число этих областей, и точность выполнения требования $\alpha_z = \pi/2$ (как показано выше, $n_{\text{min}} > \sqrt{3}$). Приведем примеры решений для случая, когда на грани 3 находится неидеальное зеркало, δ_3 аппроксимируется выражением (14) и $\mathbf{H}=0$. Для МНКР из YAG:Nd³⁺ ($n=1,8163$) $\alpha_z \approx \pi/2$, например, при $\theta_3 \approx 5,83^\circ, \theta_{2,4} \approx 40,95^\circ, \theta_1 \approx 44,72^\circ$. Для МНКР из ГСГГ:Nd³⁺ ($n=1,949$) можно указать большее число областей, например: ($\theta_3 \approx 9,33^\circ, \theta_{2,4} \approx 38,75^\circ, \theta_1 \approx 46,64^\circ$), ($\theta_3 \approx 12,00^\circ, \theta_{2,4} \approx 36,78^\circ, \theta_1 \approx 46,64^\circ$). Отметим также, что результаты расчетов оказались в хорошем соответствии с характеристиками созданных нами ранее ТК чип-лазеров на YAG:Nd³⁺ [1, 2, 10].

Таким образом, решение полученной системы уравнений позволило найти параметры симметричных МНКР, имеющих суммарный поворот плоскости поляризации $\alpha_z \approx \pi/2$. Это дает возможность значительно уменьшить связь ВВ через обратное рассеяние вследствие их поляризационной развязки

и получить в ТК чип-лазерах режим биений с разностью частот $\omega_B \approx |\Omega|$, что весьма важно для гиометрических приложений ТКЛ.

В следующей работе будут найдены условия достижения $\alpha_z = \pi/2$ в несимметричных МНКР, а также условия создания поляризационно-изотропных МНКР с $\alpha_z = \pi$, что важно как для исследования анизотропных свойств АС, так и для получения неполяризованного лазерного излучения.

Литература

1. Kravtsov N.V., Lariontsev E.G., Shelaev A.N. // Laser Physics. 1993. 3, N1. P. 21.
2. Гарбузов Д.З., Дедыш В.В., Кочергин А.В., Кравцов Н.В., Наний О.Е., Надточеев В.Е., Фирсов В.В., Шелаев А.Н. // Квант. электроника. 1989. 16, №12. С. 2423; Изв. АН СССР, сер. физ. 1990. 54, №12. С. 2397.

3. Nilsson A.C., Gustafson E.K., Byer L.R. // IEEE J. Quant. Electron. 1989. 25, N4. P. 767.
4. Кравцов Н.В., Наний О.Е. // Квант. электроника. 1993. 20, №4. С. 322.
5. Наний О.Е. // Там же. 1992. 19, №8. С. 762.
6. Наний О.Е., Шелаев А.Н. // Там же. 1984. 11, №5. С. 943.
7. Войтович А.Н., Севериков В.Н. Лазеры с анизотропными резонаторами. Минск, 1988.
8. Зверев Г.М., Голяев Ю.Д. Лазеры на кристаллах. М., 1994.
9. Паращук Д.Ю., Лантев Г.Д., Чигарев Н.В., Головин И.В., Чиркин А.С. // Квант. электроника. 1996. 23, №3. С. 231.
10. Шелаев А.Н. // Матер. VII Междунар. научно-техн. конф. "Лазеры в науке, технике, медицине". Сергиев Посад, 1996. С. 18.

Поступила в редакцию
20.11.96

УДК 534.212+534.232

ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ФОТОЭМУЛЬСИЙ ИМПУЛЬСНЫМ ОПТИКО-АКУСТИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

Л.А. Асланов, В.Н. Захаров, А.А. Карабутов, Н.Б. Подымова

(Международный лазерный центр МГУ, кафедра неорганической химии)

Исследуются поглощение и рассеяние света в фотографических эмульсиях на длине волны основной ($\lambda = 1,06$ мкм) и второй ($\lambda = 0,53$ мкм) гармоник Nd:YAG лазера. Используется импульсный оптико-акустический метод. Обнаружено, что коэффициент поглощения света много меньше коэффициента рассеяния, а коэффициенты экстинкции и поглощения света для эмульсий различной светочувствительности близки. Показано, что влияние скрытого изображения на оптические характеристики фотоэмульсий мало.

1. Введение

Фотографические эмульсии представляют собой важный и интересный объект исследования. В частности, нельзя сказать, что механизм образования скрытого изображения до конца понят. Ранее [1] на основе анализа экспериментальных фактов, принятого в связи с противоречиями между накопившимися данными экспериментов и фотолитической теорией образования центров скрытого изображения (ЦСИ) Герни-Мотта была сформулирована "фотоакустическая" концепция образования ЦСИ [1] за счет конденсации кластеров негалоидного серебра. Проверка этой концепции требует исследования оптических характеристик фотоэмульсий и их изменения под действием облучения. Исследованию поглощения света фотоэмульсиями посвящена настоящая статья.

Фотографические эмульсии представляют собой гетерогенную рассеивающую среду, состоящую из микрокристалликов AgBr или AgCl в желатине. Поэтому для исследования их оптических характеристик целесообразно использование импульсного оптико-акустического эффекта [2], позволяющего измерять поглощение света в рассеивающих объектах

с микронным разрешением за один лазерный импульс [3-5].

Кристаллы AgBr и AgCl являются полупроводниками с шириной запрещенной зоны, соответствующей квантам ультрафиолетового диапазона (соответственно 2,684 и 3,245 эВ [6]). Поэтому в них возможны два механизма лазерного возбуждения звука - тепловой и концентрационно-деформационный [2]. Поскольку при увеличении концентрации электронно-дырочных пар происходит сжатие решетки галогенидов серебра [7], то эти два механизма будут конкурировать друг с другом. При малых (по сравнению с длительностью лазерного импульса) временах жизни электронно-дырочных пар основную роль будет играть тепловой механизм генерации звука.

2. Теоретическая модель импульсного оптико-акустического эффекта в рассеивающей среде

Толщина фотографических эмульсий (от единиц до десятков микрометров), как правило, много меньше диаметра лазерного пучка, используемого для возбуждения звука. Поэтому достаточно использовать одномерное приближение в задаче ла-