

Зависимость поляризации излучения линейного Nd:YAG-лазера от поляризации излучения накачки

Н.В.Кравцов, Е.Г.Ларионцев, Н.И.Наумкин

Экспериментально и теоретически исследована зависимость поляризационных характеристик излучения линейного Nd:YAG-лазера от поляризации излучения полупроводникового лазера накачки. Показано, что в случае поляризационной изотропии оптического резонатора поляризация излучения Nd:YAG-лазера полностью определяется поляризацией излучения накачки. На основе векторной модели этого лазера с поляризованной световой накачкой получено аналитическое решение, описывающее стационарный режим генерации.

Ключевые слова: Nd:YAG-лазер, поляризационные эффекты, векторные лазеры, эффект Фарадея, полупроводниковая накачка.

1. Введение

Широкое применение лазеров в науке и технике объясняет повышенный интерес к разработке эффективных методов управления всеми параметрами лазерного излучения, в том числе его поляризацией. Исследование поляризации излучения Nd:YAG-лазера в зависимости от характера поляризации накачки представляет интерес и с точки зрения изучения свойств так называемых векторных лазеров со слабой поляризационной анизотропией резонатора, в которых состояние поляризации излучения не является заранее заданным и зависит от большого числа параметров. Особенность таких лазеров заключается в зависимости их динамики от поляризационных степеней свободы.

В опубликованных к настоящему времени экспериментальных и теоретических работах показано, что поляризация излучения гранатовых лазеров с полупроводниковой накачкой зависит от поляризации последней, и при наличии анизотропии резонатора изменение поляризации накачки позволяет управлять динамикой генерации и поляризационными характеристиками выходного излучения [1–10]. Однако в этих работах отсутствует анализ важного предельного случая, когда лазерный резонатор является поляризационно-изотропным. Кроме того, в известных нам теоретических работах, где использовалась векторная модель Nd:YAG-лазера, проводились лишь численные исследования поляризационных характеристик и динамики излучения.

В настоящей работе экспериментально исследованы поляризационные характеристики выходного излучения (степень эллиптичности и азимут поляризации) Nd:YAG-лазера с поляризационно-изотропным резонатором в зависимости от поляризации накачки и аналитически показано, что в таком лазере поляризация излучения совпадает с поляризацией накачки.

2. Экспериментальная установка

Экспериментальные исследования проводились на установке, принципиальная схема которой показана на рис.1. Изучалась зависимость поляризации излучения линейного гранатового лазера с продольной полупроводниковой накачкой от эллиптичности и ориентации плоскости поляризации излучения накачки, осуществляемой полупроводниковым лазерным диодом с линейной поляризацией излучения.

Активный элемент лазера представлял собой цилиндр диаметром 3.5 мм и длиной 15 мм, вырезанный из высококачественного монокристалла $Y_3Al_5O_{12}:Nd^{3+}$. На входной торец активного элемента было нанесено селективное зеркало с высоким коэффициентом отражения (более 99 %) на длине волны генерации лазера ($\lambda_g = 1.064$ мкм) и относительно высокой прозрачностью (~90 %) на длине волны излучения накачки ($\lambda = 0.81$ мкм). Выходной торец активного элемента был просветлен. Линейный резонатор лазера длиной около 18 мм был образован селективным зеркалом, нанесенным на входной торец активного элемента, и выходным сферическим зеркалом с радиусом кривизны 1000 мм и коэффициентом отражения на $\lambda_g = 1.064$ мкм, равным ~98 %. Генерация лазера осуществлялась на основной поперечной моде TM_{00q} .

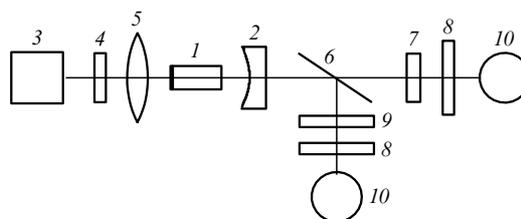


Рис.1. Схема эксперимента:

1 – активный элемент; 2 – сферическое зеркало; 3 – полупроводниковый лазер излучения накачки; 4 – элемент, вращающий плоскость поляризации или изменяющий ее эллиптичность; 5 – фокусирующая линза; 6 – светоделительная пластинка; 7 – анализаторы; 8 – светофильтры на длину волны 1.064 мкм; 9 – светофильтр на длину волны 0.81 мкм; 10 – фотоприемники.

Н.В.Кравцов, Е.Г.Ларионцев, Н.И.Наумкин. НИИ ядерной физики им. Д.В.Скобельцына при МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119992 Москва, Воробьевы горы

Поступила в редакцию 31 мая 2004 г.

Особое внимание было уделено обеспечению поляризационной изотропии резонатора. Дело в том, что даже некруговой пространственный профиль излучения пучка накачки (излучение полупроводникового лазера имеет различную расходимость в вертикальной и горизонтальной плоскостях) мог приводить вследствие локального нагрева активного элемента к возникновению наведенного двулучепреломления и поляризационной анизотропии. В наших экспериментах поляризационная изотропия резонатора достигалась при использовании высококачественного кристалла граната, в котором выбирался наиболее однородный участок, и в тщательной юстировке резонатора при заданном пространственном профиле распределения излучения накачки и фиксированном уровне ее мощности.

Между лазерным диодом и гранатовым лазером располагалось устройство, позволяющее вращать плоскость поляризации излучения накачки и изменять ее эллиптичность. Таким устройством мог служить фарадеевский вращатель плоскости поляризации, полуволновая фазовая пластинка или кварцевые пластинки с фиксированным фазовым сдвигом, позволяющие изменять эллиптичность поляризации. Выходное излучение Nd:YAG-лазера и непоглощенная часть излучения накачки (около 1 % мощности накачки), пройдя через анализаторы (призмы Николя) и соответствующие светофильтры, поступали на два фотоприемника, сигналы с которых регистрировались двухлучевым цифровым осциллографом. Характер поляризации выходного излучения лазера и прошедшей через лазер (непоглощенной) части излучения накачки определялся при вращении призм Николя. Погрешность определения азимута поляризации составляла $\pm 1^\circ$.

3. Результаты эксперимента

Проведенные исследования показали, что характер поляризации гранатового линейного лазера с поляризационно-изотропным резонатором определяется характером поляризации излучения накачивающего лазерного диода. При линейной поляризации излучения накачки поляризация выходного излучения Nd:YAG-лазера также является линейной, причем плоскость поляризации выходного излучения последнего совпадает с плоскостью поляризации излучения накачки. Поворот плоскости поляризации излучения накачки на некоторый угол приводит к практически такому же повороту плоскости поляризации излучения лазера. Результаты экспериментальных исследований приведены на рис.2, где показана зависимость угла поворота плоскости поляризации выходного излучения Nd:YAG-лазера от угла поворота плоскости поляризации излучения накачки при линейной поляризации последней. Видно, что имеет место практически линейная зависимость между указанными углами.

Заметим, что при линейной поляризации накачки выходное излучение лазера остается линейно поляризованным и при значительном (более чем в два раза) превышении порога генерации, когда одновременно генерируются нескольких продольных мод. Наличие линейной поляризации контролировалось по полному «гашению» сигнала при вращении анализатора.

В случае круговой (или эллиптической) поляризации излучения накачки такую же круговую (эллиптическую) поляризацию имеет и излучение Nd:YAG-лазера, при-

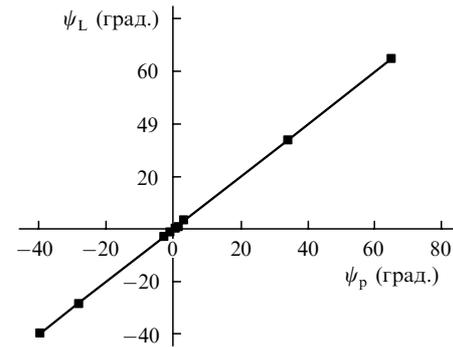


Рис.2. Зависимость угла поворота плоскости поляризации излучения лазера от угла поворота плоскости поляризации излучения накачки.

чем степени эллиптичности и азимуты поляризации излучения накачки и выходного излучения лазера практически совпадают.

4. Теоретический анализ

Полученные экспериментальные результаты можно теоретически объяснить на основе предложенной в [2] векторной модели одномодового Nd:YAG-лазера. В этой модели поле внутри резонатора записывается в виде суммы двух ортогональных компонент, определяемых единичными векторами поляризации e_x и e_y :

$$E(t) = \text{Re}\{E_x \exp[-i(\omega_x t + \varphi_x)]e_x + E_y \exp[-i(\omega_y t + \varphi_y)]e_y\}, \quad (1)$$

где $E_{x,y}$ и $\varphi_{x,y}$ – амплитуды и фазы поляризационных компонент; $\omega_{x,y}$ – собственные частоты резонатора, определяющие его фазовую анизотропию. Будем рассматривать Nd:YAG-лазер с продольной накачкой, направление распространения которой совпадает с осью z . В рассматриваемой модели полагается, что в первом приближении можно пренебречь пространственной неоднородностью инверсии населенностей как в продольном, так и в поперечном направлениях, а функция распределения ориентации дипольных моментов активных ионов Nd является изотропной. В процессе насыщения инверсной населенности полем поляризованного лазерного излучения возникает угловая неоднородность в распределении инверсной населенности. В этом случае инверсная населенность может быть представлена в виде функции $D(\theta, t)$, зависящей от угла θ между направлением дипольного момента и осью x . В отличие от работы [2] будем считать, что накачка является линейно поляризованной. В уравнении для инверсии населенностей $D(\theta, t)$ (см. (6) из работы [2]) скорость накачки зададим в виде

$$P = 2A_0 \cos^2(\theta - \psi_p), \quad (2)$$

где A_0 – коэффициент, зависящий от интенсивности накачки и квадрата модуля матричного элемента дипольного перехода, соответствующего поглощению излучения накачки; ψ_p – угол, определяющий ориентацию поляризации накачки относительно оси x .

Если угловое распределение инверсной населенности $D(\theta, t)$ разложить в ряд Фурье и учесть только три первых фурье-компоненты

$$D_0 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\theta D(\theta, t), \quad D_1 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\theta \cos 2\theta D(\theta, t),$$

$$D_2 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\theta \sin 2\theta D(\theta, t),$$

то динамику Nd:YAG-лазера можно описать следующей системой дифференциальных уравнений [2]:

$$\begin{aligned} \frac{dI_x}{dt} &= -\Gamma_x I_x + \Delta\omega_L (I_x I_y)^{1/2} \cos \Psi + 2\alpha_x (D_0 + D_1) I_x \\ &\quad + 2(\alpha_x \cos \Psi + \tilde{\alpha}_x \sin \Psi) D_2 (I_x I_y)^{1/2}, \\ \frac{dI_y}{dt} &= -\Gamma_y I_y + \Delta\omega_L (I_x I_y)^{1/2} \cos \Psi + 2\alpha_y (D_0 - D_1) I_y \\ &\quad + 2(\alpha_y \cos \Psi - \tilde{\alpha}_y \sin \Psi) D_2 (I_x I_y)^{1/2}, \\ \frac{d\Psi}{dt} &= \omega_x - \omega_y - \Delta\omega_d \left\{ \left[\left(\frac{I_x}{I_y} \right)^{1/2} + \left(\frac{I_y}{I_x} \right)^{1/2} \right] \sin \frac{\Psi}{2} \right. \\ &\quad \left. + (\alpha_y \sin \Psi + \tilde{\alpha}_y \cos \Psi) \left(\frac{I_x}{I_y} \right)^{1/2} \right\} D_2 + \tilde{\alpha}_x (D_0 + D_1) \\ &\quad - \tilde{\alpha}_y (D_0 - D_1) - \left[(\alpha_x \sin \Psi - \tilde{\alpha}_x \cos \Psi) \left(\frac{I_y}{I_x} \right)^{1/2} \right], \\ \frac{dD_0}{dt} &= \gamma(P_0 - D_0) - \alpha_x \gamma (D_0 + D_1) I_x - \alpha_y \gamma (D_0 - D_1) I_y \\ &\quad - [(\alpha_x + \alpha_y) \cos \Psi + (\tilde{\alpha}_x - \tilde{\alpha}_y) \sin \Psi] \gamma D_2 (I_x I_y)^{1/2}, \\ \frac{dD_1}{dt} &= \gamma(P_1 - D_1) - \alpha_x \gamma \left(\frac{D_0}{2} + D_1 \right) I_x - \alpha_y \gamma \left(D_1 - \frac{D_0}{2} \right) I_y, \\ \frac{dD_2}{dt} &= \gamma(P_2 - D_2) - \alpha_x \gamma D_2 I_x - \alpha_y \gamma D_2 I_y \\ &\quad - [(\alpha_x + \alpha_y) \cos \Psi + (\tilde{\alpha}_x - \tilde{\alpha}_y) \sin \Psi] \frac{\gamma D_0 (I_x I_y)^{1/2}}{2}, \end{aligned} \quad (3)$$

где параметры P_0, P_1, P_2 определяют скорость накачки в уравнениях для соответствующих фурье-компонент инверсной населенности и задаются формулами

$$P_0 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} P(\theta) d\theta = A_0,$$

$$P_1 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} P(\theta) \cos 2\theta d\theta = \frac{1}{2} A_0 \cos 2\psi_p,$$

$$P_2 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} P(\theta) \sin 2\theta d\theta = \frac{1}{2} A_0 \sin 2\psi_p.$$

В уравнениях (3) $I_{x,y} = aE_{x,y}^2$ – относительные интенсивности поляризационных компонент; a – параметр насыщения; $\Psi = (\omega_x - \omega_y)t + \varphi_x - \varphi_y$; $\Gamma_{x,y}$ – ширины полос резонатора (их разность определяет амплитудную анизотропию резонатора); γ – скорость релаксации инверсии населенностей. Коэффициенты $\alpha_j = 1/[1 + T_s^2(\omega - \omega_j)^2]$ и

$\tilde{\alpha}_j = T_s(\omega - \omega_j)\alpha$ ($j = x, y$) учитывают влияние относительных отстроек собственных частот резонатора $\omega_{x,y}$ от центра линии усиления ω ; T_s – время релаксации вектора поляризации среды. Параметр $\Delta\omega_L$ характеризует линейную связь поляризационных компонент в резонаторе, приводящую к захвату их частот.

Рассмотрим случай поляризационно-изотропного резонатора, когда $\Gamma_x = \Gamma_y = \Gamma$, $\omega_x - \omega_y = 0$, $\Delta\omega_L = 0$. Будем также считать, что частота излучения совпадает с частотой центра линии усиления. В этом случае коэффициенты $\alpha_j, \tilde{\alpha}_j$ принимают следующие значения: $\alpha_x = \alpha_y = 1$, $\tilde{\alpha}_x = \tilde{\alpha}_y = 0$.

Анализ системы уравнений (3) показывает, что в отсутствие поляризационной анизотропии резонатора возможно лишь стационарное решение с поляризацией выходного излучения, совпадающей с поляризацией накачки. В этом случае интенсивности поляризационных компонент имеет следующий вид:

$$I_x = I_0 \cos^2 \psi_p, \quad I_y = I_0 \sin^2 \psi_p, \quad (5)$$

где I_0 – суммарная интенсивность. Из уравнения для разности фаз Ψ в системе (3) следует, что $\Psi = 0$. В этом случае амплитуды пространственных гармоник инверсной населенности принимают вид

$$D_1 = D_1^0 \cos 2\psi_p, \quad D_2 = D_2^0 \sin 2\psi_p. \quad (6)$$

Система уравнений (3) в стационарном случае может быть приведена к следующему виду:

$$\begin{aligned} \Gamma &= 2(D_0 + D_1^0), \\ A_0 - D_0 - (D_0 + D_1^0) I_0 &= 0, \\ \frac{1}{2} A_0 - D_1^0 - \left(D_1^0 + \frac{1}{2} D_0 \right) I_0 &= 0, \\ \frac{1}{2} A_0 - D_2^0 - \left(D_2^0 + \frac{1}{2} D_0 \right) I_0 &= 0. \end{aligned} \quad (7)$$

Решение этой системы определяется формулами

$$I_0 = \frac{1}{2} \left(\frac{3}{\Gamma_x} A_0 - 1 \right),$$

$$D_0 = A_0 \left(1 + \frac{3}{2} I_0 + \frac{1}{2} I_0^2 \right) [(1 + I_0)(1 + 2I_0)]^{-1}, \quad (8)$$

$$D_1^0 = D_2^0 = A_0 \frac{1 - I_0}{2(1 + 2I_0)}.$$

Из приведенного решения видно, что интенсивность выходного излучения линейно зависит от мощности накачки. Однако характер насыщения инверсии населенности оказывается довольно сложным: как видно из (8), однородная компонента инверсной населенности D_0 и ее пространственные гармоники насыщаются внутрирезонаторным полем по-разному, вследствие чего изменяются частота и декремент затухания релаксационных колебаний. Детальное исследование этого вопроса предполагается провести в следующей работе.

Отметим, что при теоретическом анализе нами использовалась векторная модель лазера на кристалле $Y_3Al_5O_{12}$, в которой распределение ориентаций дипольных моментов активных центров предполагается изотропным. В действительности же активные ионы Nd^{+3} находятся в кубической матрице кристалла $Y_3Al_5O_{12}$, где они статистически замещают ионы иттрия с локальной симметрией D_2 . Вследствие этого локальность электрического поля компенсирующих зарядов должна приводить к анизотропии как поглощения излучения накачки, так и усиления излучения на длине волны генерации ионами Nd^{+3} [1]. Однако, как показали исследования, несмотря на это в $Nd:YAG$ -лазере с поляризационно-изотропным резонатором поляризация выходного излучения практически полностью определяется поляризацией излучения накачки. Это может быть следствием относительно малой поляризационной анизотропии кристаллов $YAG:Nd^{3+}$, поэтому ее учет может привести лишь к небольшому отличию ориентации плоскости поляризации излучения лазера от ориентации плоскости поляризации излучения накачки. О такой возможности свидетельствуют и результаты численного моделирования, проведенного в [2].

5. Заключение

Таким образом, в настоящей работе экспериментально и аналитически исследовано влияние поляризации накачки на поляризационные характеристики линейного $Nd:YAG$ -лазера с поляризационно-изотропным резонатором. Установлено, что поляризация излучения $Nd:YAG$ -лазера практически полностью определяется поляризацией излучения накачки. Экспериментальные и теоретические результаты находятся в хорошем качественном согласии. Показано, что найденные закономерности могут быть объяснены на основе векторной модели лазера [2], если в последней учесть поляризацию излучения накачки.

Полученные результаты могут оказаться полезными для лазерной техники. Зависимость поляризации выходного излучения от поляризации излучения накачки может быть, например, использована для повышения эффективности поляризационного магнитооптического или электрооптического управления излучением лазеров, генерирующих в ИК диапазоне. Действительно, в ИК диапазоне эффективность электрооптических и магнитооптических модуляторов, основанных на электрооптических эффектах Поккельса и Керра и магнитооптическом эффекте Фарадея, значительно более низкая, чем в видимом диапазоне. Поэтому рассмотренный в настоящей работе способ управления поляризацией выходного излучения оказывается более эффективным по сравнению с традиционным способом.

Авторы благодарны В.В.Фирсову за помощь в проведении экспериментов.

Работа поддержана РФФИ (гранты № 02-02-16391 и 04-02-16532).

1. Dalglish R., May A.D., Stephan G. *IEEE J. Quantum Electron.*, **34**, 1485 (1998).
2. Dalglish R., May A.D., Stephan G. *IEEE J. Quantum Electron.*, **34**, 1493 (1998).
3. Brunel M., Emile O., Alouini M., Le Floch A., Emile O., Bretenaker F. *Phys. Rev. A*, **59**, 831 (1999).
4. Гойдин П.В., Кичук В.С., Кравцов Н.В., Ларионцев Е.Г., Фирсов В.В. *Квантовая электроника*, **25**, 358 (1998).
5. Khandokhin P.A., Milovsky N.D., Mamaev Yu.A., Ovchinnikov E.A., Shirokov E.Yu. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3682**, 53 (1998).
6. Bouwmans G., Segard B., Glorieux P., Milovsky N., Khandokhin P., Shirokov E. *Proc. Inter. Conf. "Progress in Nonlinear Science"* (N.Novgorod, 2002, v. 2, p. 468).
7. Bouwmans G., Segard B., Glorieux P., Milovsky N., Khandokhin P., Shirokov E. *Izvestiya vuzov. Ser. Radiofizika* (в печати).
8. Leners R., Francois P.L. *Opt. Lett.*, **19**, 275 (1994).
9. Lin J.T., Yao M.Y. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **1040**, 103 (1989).
10. Esherrick P., Owyong A. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **912**, 2 (1988).