

Поляризационный анализ оптимальных условий стационарной генерации второй гармоники в твердотельном лазере

П.А.Хандохин, Ю.А.Мамаев

С помощью матричного метода Джонса рассмотрены оптимальные условия достижения стационарной генерации при внутрирезонаторном преобразовании частоты в твердотельном лазере в условиях фазового синхронизма второго типа на основе модели слабоанизотропной активной среды (амплитудная и фазовая анизотропия) и нелинейного элемента. Найдены оптимальные углы поворота нелинейного элемента.

Ключевые слова: твердотельный лазер с внутрирезонаторным удвоением частоты, фазовая анизотропия, амплитудная анизотропия, поляризационная мода, наведенная накачкой анизотропия усиления, резонатор Фабри–Перо, матричный метод Джонса.

С практической точки зрения представляется важной проблема стабильности выходного излучения многомодовых твердотельных лазеров с внутрирезонаторным удвоением частоты. В экспериментах с многомодовыми Nd:YAG-лазерами с нелинейным кристаллом КТР внутри резонатора было показано [1], что связь мод в процессе внутрирезонаторного удвоения частоты приводит к неустойчивости стационарной генерации (green problem). Анализ балансной модели такого лазера подтвердил существование динамической неустойчивости в некоторой области параметров [1–4]. Было показано, что эта неустойчивость обусловлена суммированием частот, которое обычно сопровождает процесс генерации второй гармоники в многомодовых лазерах с внутрирезонаторным удвоением частоты.

При внутрирезонаторном удвоении частоты возможны два типа фазового синхронизма световых волн в нелинейном кристалле: при первом типе синхронизма происходит суммирование частот лазерных мод одинаковой поляризации, а при синхронизме второго типа, рассматриваемом в настоящей работе, в процессе нелинейного преобразования частоты участвуют волны с ортогональными поляризациями. При совпадении поляризаций мод лазера с направлениями осей двулучепреломления нелинейного элемента (НЭ) реализуется случай суммирования частот ортогонально поляризованных мод, приводящий к нестационарной генерации при превышении эффективностью нелинейного преобразования некоторого критического значения [5]. Несовпадение собственных поляризаций лазера с направлениями осей НЭ приводит к возникновению процесса удвоения частот, способствующего повышению устойчивости режима стационарной генерации. Максимальная устойчивость получается при развороте осей на 45° , что обеспечивается введением в резона-

тор дополнительной четвертьволновой фазовой пластинки [6].

Настоящая работа посвящена рассмотрению лазеров со слабоанизотропными активными средами типа алюмоиттриевого граната, активированного ионами неодима, и с нелинейным элементом для внутрирезонаторного удвоения частоты. Фазовая анизотропия может быть обусловлена малым остаточным двулучепреломлением в кристалле активного элемента, в то время как амплитудная анизотропия активной среды – анизотропией усиления, наведенной линейно поляризованным излучением накачки [7]. Показано, что изменением ориентации осей НЭ (поворотом в плоскости, перпендикулярной оси резонатора, на 45° относительно направлений поляризаций мод биполяризационного лазера) без дополнительных фазовых пластинок можно добиться оптимальных условий для устойчивой генерации.

Схематически твердотельный лазер со слабоанизотропным резонатором Фабри–Перо и с нелинейным элементом показан на рис.1. Активная среда представлена в виде частичного поляризатора П, который в общем случае может быть повернут на угол α в плоскости xu (относительно оси x), и фазоанизотропного элемента (фазовой пластинки) Ф1 с разностью фаз δ_a , ориентированного быстрой и медленной осями по x и y . Нелинейный элемент, обеспечивающий преобразование частоты в условиях фазового синхронизма второго типа, представлен также в виде фазоанизотропного элемента Ф2 с разностью фаз $\Delta_n = 2mt + \delta_n$, где m – целое число, а δ_n – дополнительная

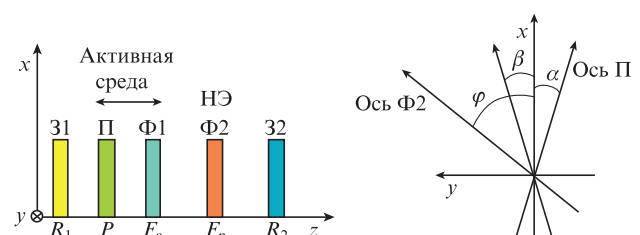


Рис.1. Схема твердотельного лазера со слабоанизотропным резонатором Фабри–Перо и нелинейным элементом.

П.А.Хандохин, Ю.А.Мамаев. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: khando@appl.sci-nnov.ru, myua@appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 30 июня 2014 г., после доработки – 22 октября 2014 г.

разность фаз, которую будем считать малой ($\delta_n \ll 1$; это условие удовлетворяется при соответствующем выборе длины нелинейного кристалла и его небольшим наклоном в плоскости $xу$).

Поляризации собственных волн анизотропного резонатора будем находить с помощью матричного метода Джонса. Его применение для расчета собственных состояний поляризации резонатора заключается в построении матрицы M при полном обходе контура резонатора [8] и в нахождении собственных векторов \mathbf{u} и собственных значений λ данной матрицы из следующего уравнения:

$$M\mathbf{u} = \lambda\mathbf{u}. \quad (1)$$

Матрица M анизотропного резонатора в зоне А (на выходе лазера) может быть представлена в виде

$$M = R_1 R_2 S(\varphi) F_n^2 S(-\varphi) F_a S(\alpha) P^2 S(-\alpha) F_a, \quad (2)$$

где

$$P = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 - b \end{pmatrix}$$

– матрица Джонса частичного поляризатора (величина $b < 1$ определяет амплитудную анизотропию);

$$S = \begin{pmatrix} \cos \varphi & \sin \varphi \\ -\sin \varphi & \cos \varphi \end{pmatrix}$$

– матрица поворота на угол φ ;

$$F_a = \begin{pmatrix} \exp(i\delta_a/2) & 0 \\ 0 & \exp(-i\delta_a/2) \end{pmatrix}, \quad F_n = \begin{pmatrix} \exp(i\delta_n/2) & 0 \\ 0 & \exp(-i\delta_n/2) \end{pmatrix}$$

– матрицы Джонса фазовых пластинок Φ_1 и Φ_2 , моделирующих активную среду и нелинейный элемент соответственно; $R_{1,2}$ – коэффициенты отражения зеркал 31 и 32.

Будем рассматривать собственный вектор в виде

$$\mathbf{u} = E_x \begin{pmatrix} 1 \\ \chi \end{pmatrix}.$$

Здесь $\chi = E_y/E_x$ – комплексный поляризационный параметр, позволяющий определить эллиптичность ε (отношение малой оси эллипса поляризации к большой) и азимут β (угол наклона большой полуоси эллипса поляризации к оси x) в следующем виде:

$$\varepsilon = \tan \left[\frac{1}{2} \arcsin \left(\frac{2 \operatorname{Im} \chi}{1 + |\chi|^2} \right) \right], \quad (3)$$

$$\beta = \arctan \left(\frac{2 \operatorname{Re} \chi}{1 + |\chi|^2} \right) + \frac{n\pi}{2},$$

где $n = 0$ для одной поляризационной моды и 1 для другой.

Уравнение (1) имеет решение в виде двух собственных векторов $\mathbf{u}_{1,2}$ и, следовательно, двух собственных значений $\lambda_{1,2}$. Элементы матрицы M_{ij} позволяют определить собственные значения

$$\lambda_{1,2} = \operatorname{Tr} M / 2 \pm \sqrt{\operatorname{Tr}^2 M / 4 - \det M} \quad (4)$$

и комплексные поляризационные параметры

$$\chi_{1,2} = \frac{\lambda_{1,2} - M_{11}}{M_{12}} = \frac{M_{21}}{\lambda_{1,2} - M_{22}}, \quad (5)$$

где $\operatorname{Tr} M = M_{11} + M_{22}$, а $\det M = M_{11}M_{22} - M_{12}M_{21}$.

В работе [9] детально изучено взаимное влияние фазовой и амплитудной анизотропий активной среды на ориентацию поляризационных мод резонатора. Добавление фазовой анизотропии НЭ δ_n приводит к изменению ориентации поляризационных мод. Нами проводился численный расчет поляризационных состояний собственных волн в резонаторе в зоне А и рассматривалось влияние поворота НЭ в плоскости $xу$ на ориентацию собственных поляризаций (точнее, главной оси эллипсов поляризации слабо эллиптических волн) относительно обыкновенной и необыкновенной осей НЭ, при этом изменение азимуты собственных поляризаций существенно зависит от соотношения между δ_n и величинами δ_a и b . Обозначим через $\psi = \varphi - \beta$ угол между обыкновенной осью нелинейного кристалла и азимутом β собственной поляризации одной из волн (азимут собственной поляризации другой поляризационной моды отличается практически на 90°).

На рис.2 приведены зависимости ψ от угла поворота φ НЭ для случая, когда фазовая анизотропия активной среды отсутствует ($\delta_a = 0$), а имеет место лишь амплитудная анизотропия с фиксированной ориентацией по оси x ($\alpha = 0$, см. рис.1), при этом фазовый сдвиг $\delta_n = 1^\circ$ (0.0175 рад). Видно, что при малой амплитудной анизотропии ($b < \delta_n$) величина ψ не достигает 45° ни при каких φ , поскольку азимуты собственных поляризаций резонатора отслеживают поворот НЭ. В то же время при сильной амплитудной анизотропии ($b > \delta_n$) имеем $\psi = 45^\circ$ при $\varphi_{\text{опт}} = 45^\circ$ и $\psi = -45^\circ$ при $\varphi_{\text{опт}} = 135^\circ$.

На рис.3 приведены результаты расчета для случая слабой ($b = 0.015$) амплитудной анизотропии (частичный поляризатор не повернут, $\alpha = 0$) и большой ($\delta_a = 5^\circ$ (0.0873 рад)) фазовой анизотропии активной среды при различных значениях δ_n . При достаточно малых δ_n ($\delta_n \ll \delta_a$) угол $\varphi_{\text{опт}}$, при котором $\psi_{\text{опт}} = \pm 45^\circ$, либо несколько больше 45° , либо несколько меньше 135° , но достаточно близок к этим значениям; с ростом же δ_n величина $\varphi_{\text{опт}}$ приближается к 90° (когда фазовый сдвиг δ_n становится сравнимым с фазовой анизотропией δ_a). В области, где $\delta_n > \delta_a$, величина ψ не достигает оптимальных значений ($\pm 45^\circ$).

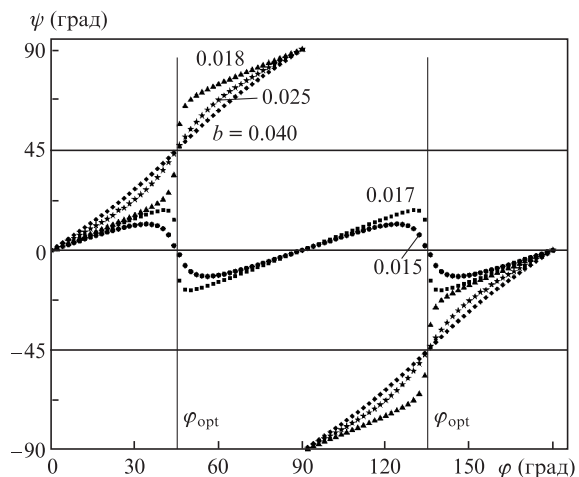


Рис.2. Зависимости угла $\psi = \varphi - \beta$ от угла поворота φ нелинейного элемента для случая амплитудной анизотропии ($\alpha = 0$) при $\delta_n = 1^\circ$ и различных значениях b .

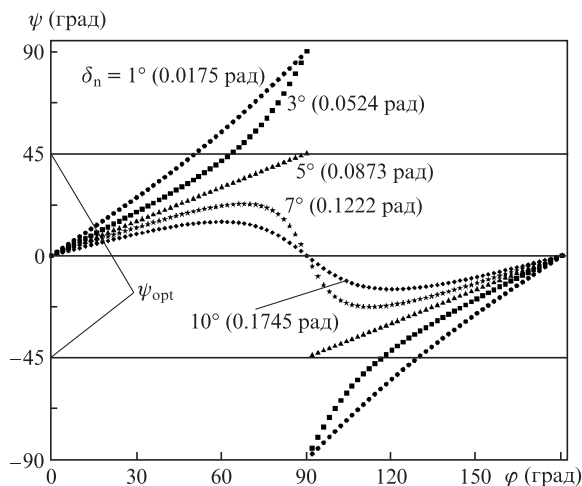


Рис.3. Зависимости угла ψ от угла поворота φ нелинейного элемента для случая амплитудной ($\alpha = 0, b = 0.015$) и фазовой ($\delta_a = 5^\circ$) анизотропии при различных значениях δ_n .

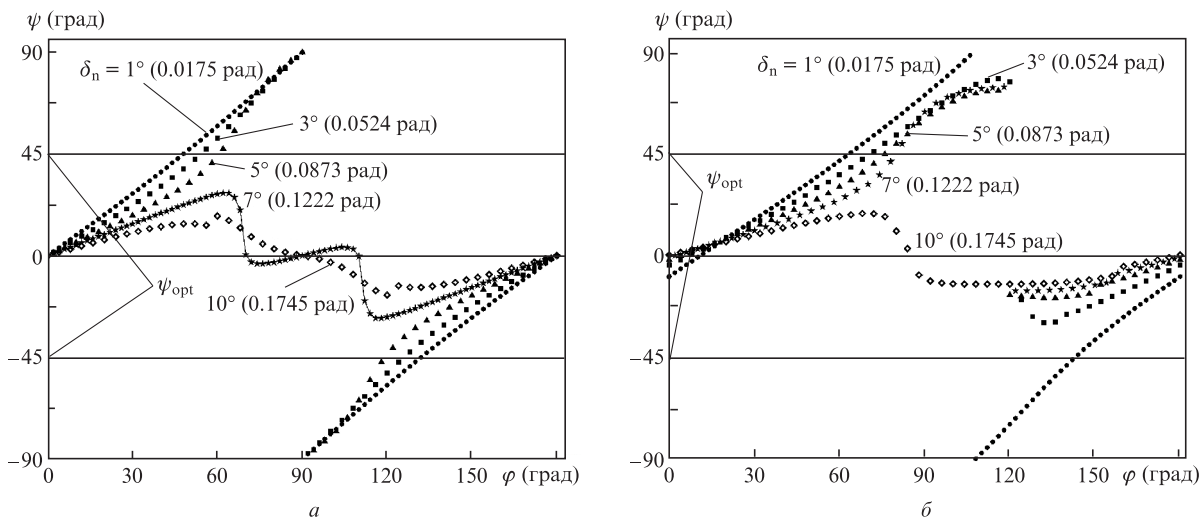


Рис.4. Зависимости угла ψ от угла поворота φ нелинейного элемента для случая амплитудной ($b = 0.08$) и фазовой ($\delta_a = 5^\circ$) анизотропии при различных значениях δ_n для углов поворота частичного поляризатора $\alpha = 0$ (а) и 30° (б).

Изменение ориентации частичного поляризатора (угла α) вызывает изменение оптимального угла поворота $\varphi_{\text{опт}}$ НЭ. На рис.4 приведены результаты расчета для случая, когда амплитудная анизотропия становится сравнима с фазовой анизотропией: $b = 0.08, \delta_a = 5^\circ (0.0873 \text{ рад})$, при различных значениях δ_n и для углов поворота частичного поляризатора $\alpha = 0$ и 30° . Видно, что сохраняется принципиальная возможность найти такую ориентацию НЭ, которая позволяет оптимизировать процесс внутрирезонаторного нелинейного преобразования частоты при фазовом набеге в НЭ, меньшем некоторого критического значения, сравнимого со значениями фазовой и амплитудной анизотропий активной среды.

Таким образом, из проведенных расчетов можно сделать следующие выводы. Оптимальные условия стационарной генерации второй гармоники в твердотельном

лазере, рассмотренные на основе поляризационного анализа, могут быть достигнуты соответствующим поворотом нелинейного элемента лишь в случае, если фазовый сдвиг δ_n меньше фазовой анизотропии δ_a или амплитудной анизотропии b активной среды. Этого можно добиться соответствующим подбором толщины НЭ и его небольшим наклоном (относительно оси резонатора), как отмечалось выше. Угол, на который требуется повернуть НЭ, меняется от 45° до 135° в зависимости от соотношения между указанными выше параметрами активной среды (как величинами амплитудной и фазовой анизотропии, так и ориентацией частичного поляризатора, моделирующего амплитудную анизотропию) и НЭ. Собственные поляризации в рассматриваемых в настоящей работе случаях, вообще говоря, являются эллиптическими, но поскольку из-за малости амплитудной и фазовой анизотропии эллиптичность достаточно мала ($\epsilon < 0.1$), то мы остановились лишь на вопросе об ориентации главной оси эллипса поляризации относительно быстрой и медленной осей нелинейного элемента.

Работа поддержана грантом Президента РФ НШ № 2001.2014.2.

1. Baer T. *J. Opt. Soc. Am. B*, **3**, 1175 (1986).
2. Wang J., Mandel P. *Phys. Rev. A*, **48**, 671 (1993).
3. James G.E., Harrell II E.M., Roy R. *Phys. Rev. A*, **41**, 2778 (1990).
4. Vladimirov A.G., Viktorov E.A., Mandel P. *Phys. Rev. E*, **60**, 1616 (1999).
5. Czeranowsky C., Baev V.M., Huber G., Khandokhin P.A., Khanin Ya.I., Koryukin I.V., Shirokov E.Yu. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **47**, 807 (2004).
6. Oka M., Kubota S. *Opt. Lett.*, **13**, 805 (1988).
7. Bouwmans G., Segard B., Glorieux P., Milovsky N.D., Khandokhin P.A., Shirokov E.Yu. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **47**, 813 (2004).
8. Молчанов В.Я., Скоццкий Г.В. *Квантовая электроника*, № 4, 3 (1971).
9. Хандохин П.А., Мамаев Ю.А. *Квантовая электроника*, **41** (6), 571 (2011).